

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Analisi dati del satellite Planck per lo studio della radiazione cosmica di fondo

Relatore:

Dott. Nicoletta Mauri

Presentata da:

Elena Vanetti

Anno Accademico 2017/2018

Indice

Introduzione	2
1 Cosmic Microwave Background	3
1.1 Misurare la radiazione di fondo	4
1.1.1 Scoperta e prime misure da Terra	4
1.1.2 Osservazioni da satellite	4
1.2 Emissione della CMB	5
1.2.1 Universo opaco	5
1.2.2 Produzione dello spettro di corpo nero	6
1.2.3 Distorsioni dello spettro di corpo nero	7
1.2.4 Ricombinazione e Disaccoppiamento	8
1.3 Anisotropie	9
1.3.1 Anisotropie Intrinseche	9
1.3.2 Anisotropie Secondarie	11
1.4 Proprietà statistiche delle anisotropie	12
1.4.1 Lo spettro di potenza angolare	13
2 Missione Planck	15
2.1 Orbita e Assetto	16
2.2 Struttura del satellite	18
2.3 Low Frequency Instrument (LFI)	19
2.4 High Frequency Instrument (HFI)	20
3 Analisi delle mappe in temperatura ottenute da Planck	22
3.1 HEALPix	22
3.2 Caratterizzazione dei foreground	24
3.3 Mappe in frequenza	25
3.4 Rumore strumentale	30
3.5 Mappa di CMB	33
Conclusioni	35

Introduzione

Per questo lavoro di tesi sono state analizzate le osservazioni effettuate dal satellite Planck, il cui scopo principale è lo studio della radiazione di fondo, di grande interesse in ambito cosmologico. Il satellite Planck ha misurato la radiazione proveniente da tutto il cielo su diversi canali di frequenza per una durata di circa quattro anni, dal 2009 al 2013, con un'alta risoluzione angolare e sensibilità alle variazioni di temperatura. I dati raccolti sono stati utilizzati per ottenere mappe ad alta risoluzione della radiazione di fondo in temperatura, a partire dalle quali si possono ricavare importanti informazioni sui parametri che descrivono l'origine e l'evoluzione dell'Universo.

La tesi è strutturata in tre capitoli. Nel primo, dopo una breve introduzione storica sugli studi compiuti sulla radiazione di fondo a partire dalla sua scoperta fino alle più recenti missioni spaziali, se ne spiega l'origine dal punto di vista teorico. Nel secondo capitolo si descrivono gli obiettivi della missione Planck, concentrandosi poi sulla struttura del satellite e dei due strumenti a bordo e spiegando come sono state effettuate le misure della radiazione proveniente dal cielo. Il terzo capitolo si concentra sull'analisi di alcuni prodotti della missione Planck, in particolare delle mappe delle fluttuazioni in temperatura e delle mappe di CMB pubblicate online nel 2018 dalla collaborazione Planck. Si introducono l'algoritmo usato per la creazione delle mappe e il software per visualizzarle ed eseguire operazioni su di esse. Per ognuna delle mappe presentate sono stati creati gli istogrammi del numero di pixel in funzione delle fluttuazioni in temperatura e gli istogrammi della differenza in temperatura eseguita pixel per pixel tra mappe analoghe relative a periodi diversi della missione, in modo da studiare il rumore strumentale ed eventuali effetti sistematici.

Capitolo 1

Cosmic Microwave Background

La radiazione di fondo o CMB (Cosmic Microwave Background Radiation) è il più antico segnale elettromagnetico osservabile e corrisponde ad uno spettro di corpo nero isotropo alla temperatura di 2.7 K con fluttuazioni dell'ordine di $\frac{\Delta T}{T} = 10^{-5}$ [1]. I fotoni di CMB osservati al tempo presente sono stati emessi ad una distanza di 14000 Mpc e presentavano uno spettro di corpo nero alla temperatura di 3000 K, che noi osserviamo con un *redshift* $z \approx 1100$. La quasi totale isotropia della radiazione di fondo indica che, al tempo della sua emissione, l'Universo doveva essere omogeneo e isotropo e trovarsi in equilibrio termico a temperatura e densità elevate, in modo da presentare le caratteristiche di un corpo nero. Ciò è in accordo con le previsioni fatte dal modello del Big Bang e costituisce la più importante prova a suo sostegno.

Le anisotropie sono dovute in parte a fluttuazioni di densità presenti al momento dell'emissione della CMB e in parte alle interazioni con le strutture formatesi nell'Universo da quel momento fino ad ora. L'osservazione delle anisotropie permette di ricavare importanti informazioni sui processi che possono aver avuto luogo nell'Universo primordiale opaco, non direttamente osservabile, e sulla formazione ed evoluzione delle strutture su larga scala. Inoltre, studiandone le proprietà statistiche, è possibile ricavare *constraints* sui modelli cosmologici attuali.

Ad oggi, tre missioni spaziali hanno osservato la radiazione proveniente da ogni direzione del cielo su diverse bande di frequenza con lo scopo di isolare il segnale di CMB con sensibilità alle variazioni di temperatura e risoluzione angolare tali da poter misurare le anisotropie con precisione. L'ultima di queste, la missione Planck, ha prodotto le mappe di CMB alla più alta risoluzione angolare a cui è possibile osservare le fluttuazioni di temperatura.

1.1 Misurare la radiazione di fondo

1.1.1 Scoperta e prime misure da Terra

L'esistenza della radiazione di fondo era già stata prevista da Ralph Alpherin, Robert Herman and George Gamow nel 1948 in base al modello del Big Bang. Fu osservata per la prima volta nel 1965 dai radioastronomi americani Arno Penzias e Robert Wilson, dopo aver osservato un segnale più intenso di quanto aspettato con un'antenna radio che stavano utilizzando per ricevere segnali da satellite alla lunghezza d'onda di 7.3 cm [1]. Il segnale in eccesso corrispondeva ad una temperatura di 3.5 K ed era indipendente dalla direzione a cui veniva puntata l'antenna. Penzias e Wilson tentarono senza successo di eliminare quello che ritenevano fosse rumore dovuto alla strumentazione fino a quando entrarono in contatto con l'astrofisico Robert Dicke, che aveva ipotizzato la presenza di un segnale di fondo in quella regione dello spettro.

Misurare lo spettro della radiazione di fondo non fu un compito semplice, infatti il suo picco si trova intorno ad una lunghezza d'onda di 2 mm, il che corrisponde a fotoni con energia dell'ordine di 10^{-4} eV, che possono indurre transizioni vibrazionali e rotazionali nelle molecole di H_2O . Per questo motivo la CMB viene assorbita in gran parte dalle molecole d'acqua presenti nell'atmosfera e solo i fotoni con frequenze appartenenti alle code dello spettro, come quelli osservati da Penzias e Wilson, giungono fino a terra. Impiegando dei palloni aerostatici posti ad alta quota nelle regioni polari, dove l'umidità dell'atmosfera è ridotta a causa delle basse temperature, fu possibile osservare la CMB a lunghezze d'onda intorno ai 3 cm. Tuttavia, per misurare l'intero spettro di CMB occorre compiere osservazioni da satellite.

1.1.2 Osservazioni da satellite

La prima missione spaziale dedicata nello specifico allo studio della CMB fu il Cosmic Background Explorer (COBE), lanciato dalla NASA nel 1989. COBE misurò la radiazione proveniente da ogni direzione del cielo su tre *range* di frequenza centrati in 31.5 GHz, 53 GHz, 90 GHz [14] con una risoluzione angolare di 7° [1]. I dati confermarono che lo spettro della CMB corrisponde quasi perfettamente ad uno spettro di corpo nero (Fig.1.1) alla temperatura media di

$$\langle T_{CMB} \rangle = \frac{1}{4\pi} \iint T(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = (2.728 \pm 0.004) \text{ K} \quad (1.1)$$

e individuarono la presenza di fluttuazioni di quest'ultima con la direzione di osservazione dell'ordine di 10^{-5} [1].

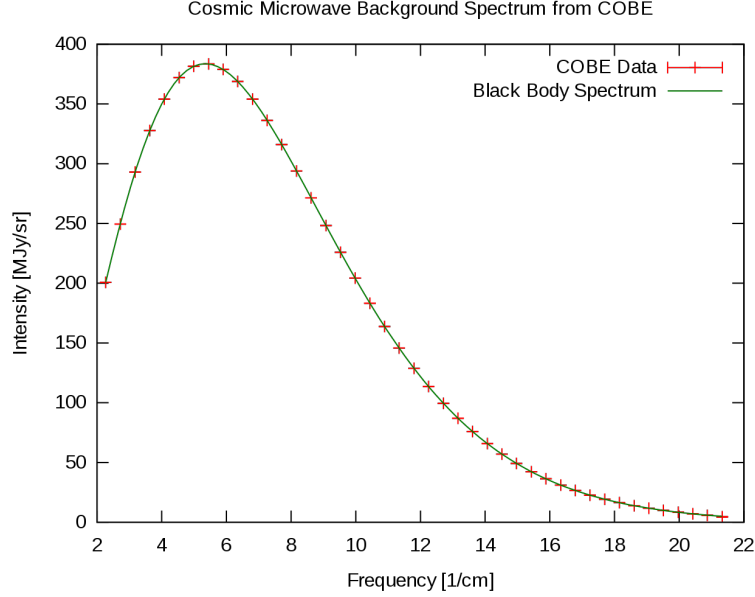


Figura 1.1: Spettro di corpo nero a 2.725 K confrontato con lo spettro della CMB misurato da COBE [14].

Le anisotropie della CMB furono studiate con maggiore precisione dalla missione successiva, il Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP), lanciato dalla NASA nel 2001. WMAP osservò il cielo su cinque *range* di frequenza centrati sui valori di 23 GHz, 33 GHz, 41 GHz, 61 GHz e 94 GHz e produsse mappe *full-sky* della CMB con una risoluzione angolare di 15' [1]. Una misura più precisa della temperatura media di CMB è stata ottenuta nel 2009 [3] a partire da questi dati:

$$\langle T_{CMB} \rangle = (2.7255 \pm 0.0006) \text{ K} \quad (1.2)$$

Con WMAP la cosmologia entrò in una fase di precisione, infatti questa ebbe il merito di fissare l'età dell'Universo a 13.77×10^9 anni con una precisione dello 0.5%, confermare una geometria molto vicina a quella piatta, con una costante di curvatura che si discosta da zero per meno dello 0.4% e determinare che l'Universo è composto per il 4.6% da materia ordinaria, per il 24.0% da materia oscura e per il 71.4% da energia oscura [15]. La missione Planck sarà presentata in modo approfondito nel Capitolo 2.

1.2 Emissione della CMB

1.2.1 Universo opaco

Secondo il modello del Big Bang, l'universo primordiale era costituito da plasma ionizzato ad alta temperatura, composto da nuclei di elio, nuclei di idrogeno (protoni), elettroni

liberi e fotoni e con una carica elettrica complessivamente neutra. La formazione di atomi era impedita dall'alta densità di fotoni con energia superiore a $E_H = 13.6$ MeV, energia di ionizzazione dell'idrogeno. Per temperature $T > 10^7$ K [1], l'elevata densità di elettroni liberi ad alta energia fa sì che i processi fisici dominanti siano le interazioni *free-free*, ovvero l'emissione o assorbimento di fotoni in presenza di particelle cariche

$$e + p \longrightarrow e + p + \gamma \quad (1.3)$$

e il doppio *scattering* di Compton

$$e + \gamma \longrightarrow e + 2\gamma \quad (1.4)$$

Questi processi mantengono radiazione e materia in perfetto equilibrio termico e fanno sì che i fotoni abbiano un cammino libero medio breve, equivalente approssimativamente a

$$\langle L_\lambda \rangle \approx \frac{1}{n_e \sigma_e} \quad (1.5)$$

dove n_e è la densità degli elettroni e $\sigma_e = \frac{8\pi}{3r_0^2}$ è la sezione d'urto dello *scattering di Thompson*. Ciò significa che i fotoni non sono liberi di propagarsi e non è possibile osservare segnali elettromagnetici provenienti da questa epoca. Si ha, quindi, un universo primordiale opaco e isoterma.

1.2.2 Produzione dello spettro di corpo nero

Per una particella di tipo i , la distribuzione dei momenti all'equilibrio termico è data dalla formula [1]

$$n_i(p) = \frac{4\pi h^{-3} g_i p^2}{e^{\frac{E(p)-\mu}{k_b T}} \pm 1} \quad (1.6)$$

dove $n_i(p) dp$ è il numero di particelle per unità di volume con momento compreso tra p e $p + dp$, l'energia è data da $E(p) = \sqrt{m_i^2 c^4 + p^2 c^2}$ e il segno positivo o negativo al denominatore dipende dalla natura fermionica o bosonica delle particelle. Per fotoni, elettroni, protoni e neutroni la molteplicità di spin equivale a $g_i = 2$. I processi che garantiscono l'equilibrio termico tra radiazione e materia prevedono la libera creazione e distruzione dei fotoni e, di conseguenza, il potenziale chimico μ è nullo. Nel caso dei fotoni l'energia è data da $E = h\nu = pc$ e dalla (1.6), posto $\mu = 0$, si ottiene la distribuzione delle frequenze

$$n_\gamma(\nu) = \frac{8\pi c^{-3} \nu^2}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1} \quad (1.7)$$

e, da essa, lo spettro energetico di corpo nero

$$\epsilon_\gamma(\nu) = h\nu n_\gamma(\nu) = \frac{8\pi h c^{-3} \nu^3}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1} \quad (1.8)$$

dove $\epsilon_\gamma(\nu) d\nu$ è la densità di energia della radiazione con frequenza tra ν e $\nu + d\nu$.

L'equilibrio termico tra radiazione e materia mantenuto dai due processi dominanti annulla gli effetti di altri eventuali processi fisici che potrebbero modificare la distribuzione di energia dei fotoni. In questa fase la radiazione presenta uno spettro di corpo nero stabile, che è osservabile ancora oggi nella CMB.

Integrando la (1.7) e la (1.8) su tutte le frequenze si ottengono rispettivamente la densità di fotoni e la densità di energia unicamente in funzione della temperatura

$$n_\gamma = \int_0^\infty n_\gamma(\nu) d\nu = \frac{3.7\alpha}{k_b} T^3 \quad \epsilon_\gamma = \int_0^\infty \epsilon_\gamma(\nu) d\nu = \alpha T^4 \quad (1.9)$$

dove $\alpha = \frac{8\pi^5 k_b^4}{15h^3 c^3} \approx 7.56 \times 10^{-16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4}$ è la costante di radiazione. L'energia media del singolo fotone, sempre in funzione della temperatura, è

$$\langle E_\gamma \rangle = \frac{\epsilon_\gamma}{n_\gamma} = \frac{k_b T}{3.7} \quad (1.10)$$

1.2.3 Distorsioni dello spettro di corpo nero

Con l'espansione dell'universo la densità di elettroni liberi diminuisce secondo $n_e \propto a^{-3}$, dove a è il fattore cosmico di scala. Le interazioni *free-free* e di doppio *scattering* di Compton avvengono a rate più bassi e, per un *redshift* di $z \approx 3 \times 10^6$ [1], non sono più sufficienti a garantire l'equilibrio termico. Il potenziale chimico può discostarsi dallo zero e determinare una variazione nello spettro di corpo nero secondo la distribuzione (1.6). Un'altro tipo di distorsione può derivare dallo *scattering* di Compton

$$e + \gamma \longrightarrow e + \gamma \quad (1.11)$$

che è il processo dominante in questa fase. Infatti, nel caso fosse presente una popolazione di elettroni ad energie maggiori di quelle previste per i fotoni dalla (1.8), i fotoni che vi interagiscono per *scattering* di Compton tendono a modificare la propria energia, introducendo una perturbazione nello spettro di corpo nero. Questo fenomeno prende il nome di effetto Sunyaev-Zel'dovich. La distorsione che ne risulta è quantificata dal parametro

$$y = \int \frac{k_b(T_e - T_\gamma)}{m_e c} d\tau \quad (1.12)$$

che esprime la variazione di energia dovuta ad un singolo *scattering*, moltiplicata per il numero medio di interazioni, che è contenuto nella profondità ottica $d\tau = n_e \sigma_e c dt$.

Entrambi gli effetti sono di scarsa entità, altrimenti lo spettro di CMB misurato oggi non sarebbe così vicino a uno spettro di corpo nero. Le misure effettuate da COBE [1] hanno posto i seguenti limiti al valore di y e del potenziale chimico

$$\frac{|\mu|}{k_b T} < \times 10^{-3} \quad |y| < 1.5 \times 10^{-15} \quad (1.13)$$

1.2.4 Ricombinazione e Disaccoppiamento

L'espansione dell'Universo determina una diminuzione della densità di fotoni e della loro energia. Di conseguenza la probabilità che un fotone con energia $> E_H$ collida con un atomo di idrogeno e lo ionizzi si abbassa e il rate a cui avviene la fotoionizzazione

$$H + \gamma \longrightarrow p + e \quad (1.14)$$

diminuisce rispetto al rate di ricombinazione

$$p + e \longrightarrow H + \gamma \quad (1.15)$$

Si ha una diminuzione della frazione di atomi ionizzati e dunque un calo della densità di elettroni liberi n_e , in aggiunta rispetto a quello dovuto all'espansione dell'Universo. La ricombinazione diventa dominante per $z \approx 1500$, a una temperatura di circa 4000 K, quando i fotoni hanno un'energia media di 0.3 eV [1]. Il fotone medio ha energia $< E_H$ per una temperatura $T < 160000$ K ma occorre tenere conto del fatto che la densità dei fotoni è molto maggiore di quella barionica e che quindi, anche a temperature inferiori, nella coda della distribuzione (1.8) siano presenti fotoni ad energie più elevate in numero sufficiente a mantenere gli atomi in gran parte ionizzati.

Con la formazione degli atomi di idrogeno la densità di elettroni liberi cala rapidamente, determinando una diminuzione del rate a cui avviene lo *scattering* di Compton $\Gamma = c \langle L_\gamma \rangle^{-1} = n_e \sigma_e c$. Quando Γ diventa minore del rate di espansione dell'universo $H(t) = \frac{\dot{a}}{a}$ i fotoni si propagano liberamente. Si ha disaccoppiamento tra radiazione e materia e l'universo passa da opaco a trasparente.

I fotoni emessi in questa fase costituiscono la radiazione di fondo e sono oggi osservabili in ogni punto dell'Universo. Essi rappresentano la più antica informazione che possiamo ottenere dalla radiazione elettromagnetica. I fotoni di CMB osservati nel presente sono stati emessi su una superficie sferica con centro nel punto di osservazione e raggio dell'ordine di 14×10^3 Mpc [1], denominata superficie di ultimo *scattering*. Essa costituisce il confine dell'Universo osservabile. Informazioni sugli stadi precedenti dell'universo potrebbero derivare dall'osservazione dei neutrini, che si sono disaccoppiati in una fase precedente rispetto ai fotoni, e dalle onde gravitazionali, che avrebbero potuto propagarsi attraverso il plasma ionizzato dell'universo primordiale. Dovrebbe esistere un fondo di neutrini con le caratteristiche di un corpo nero alla temperatura di 1.9 K [1] ma, al momento, non esistono rivelatori in grado di misurarlo.

Il disaccoppiamento non fu un processo istantaneo. La probabilità che un fotone si sia disaccoppiato dalla materia per un redshift compreso tra z e $z + dz$ ha una distribuzione approssimativamente gaussiana centrata in $z = z_d \approx 1100$ e con ampiezza $\Delta z = 80$, che quantifica lo spessore della superficie di ultimo *scattering*.

Nonostante l'equilibrio tra radiazione e materia sia venuto meno da lungo tempo, la radiazione di fondo presenta ancora uno spettro di corpo nero. Questo perchè, in

assenza di interazioni, si conserva il numero di fotoni $dN = n_\gamma(\nu) dV d\nu$ presenti nel volume dV , con frequenze comprese tra ν e $\nu + d\nu$. Imponendo $dN_0 = dN_d$ si ricava la seguente relazione tra la distribuzione di densità dei fotoni al tempo del disaccoppiamento e quella osservata oggi

$$n(\nu)_0 = n(\nu)_d \frac{dV_d}{dV_0} \frac{d\nu_d}{d\nu_0} \propto n(\nu)_d \left(\frac{a(t_d)}{a_0} \right)^2 \quad (1.16)$$

dove sono state impiegate le relazioni $dV \propto a^3$ e $d\nu \propto a^{-1}$. La (1.16) mostra come lo spettro di corpo nero si conservi, anche se riscalo della quantità $(\frac{a(t_d)}{a_0})^2$.

Dall'equazione (1.7) si ottiene, considerando le relazioni $n_\gamma \propto a^{-3}$ e $a \propto (1+z)$, che la temperatura dello spettro di corpo nero dopo il disaccoppiamento si evolve secondo la relazione

$$T = T_0(1+z) \quad (1.17)$$

dalla quale si ricava che la temperatura al tempo del disaccoppiamento doveva essere $T_d = T_0(1+z_d) = 3000$ K.

1.3 Anisotropie

La anisotropie della radiazione di fondo consistono in variazioni, dipendenti dalla direzione di osservazione, di intensità e forma dello spettro rispetto alla media, ovvero a quelle di uno spettro di corpo nero a 2.725 K. La CMB presenta anche anisotropie in polarizzazione, che però non saranno trattate in questa sezione. Ogni fluttuazione è caratterizzata dalla scala spaziale a cui viene osservata

$$L_{oss} = \frac{L}{1+z_d} \quad (1.18)$$

dove L è la scala spaziale al momento del disaccoppiamento.

Le anisotropie osservate nello spettro di CMB si possono dividere in anisotropie intrinseche o primarie, già presenti al tempo del disaccoppiamento, e anisotropie estrinseche o secondarie, originatesi dopo l'emissione della radiazione dalla superficie di ultimo scattering.

1.3.1 Anisotropie Intrinseche

Le anisotropie intrinseche sono dovute a fluttuazioni di densità presenti al momento del disaccoppiamento che hanno modificato, a livello locale, l'energia dei fotoni emessi. Queste ultime costituiscono i semi che hanno dato origine alle strutture su larga scala presenti nell'Universo e quindi, studiando le anisotropie intrinseche, si possono ottenere importanti informazioni su di esse. Inoltre, è possibile fare ipotesi sui processi fisici avvenuti

prima del disaccoppiamento, che possono averle causate e quindi ricavare informazioni sull'Universo primordiale opaco, non osservabile altrimenti. Segue una descrizione dei principali processi che hanno dato luogo alle anisotropie primarie.

Effetto Sachs-Wolfe

In un fluido isotropo la somma delle forze gravitazionali è nulla in ogni punto. La presenza di anisotropie di densità determina l'insorgere di un potenziale gravitazionale locale con intensità proporzionale a L^2 , ovvero all'estensione della fluttuazione al tempo del disaccoppiamento. I fotoni emessi da un punto della superficie di ultimo scattering con potenziale gravitazionale $\Phi_d \neq 0$ subiscono quindi un *redshift* o *blueshift* gravitazionale, che risulta in variazioni di temperatura di

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\Phi_d}{3} \quad (1.19)$$

osservate su scale angolari di $\theta > 1^\circ$ [1]. Gli effetti gravitazionali sono acromatici, ovvero agiscono allo stesso modo su tutte le frequenze e quindi non provocano distorsioni nello spettro di corpo nero, che viene soltanto riscaldato.

Effetto Doppler

I fotoni della radiazione di fondo sono stati emessi da una sorgente in movimento, con una conseguente variazione per effetto Doppler della loro energia. Le anisotropie di densità presenti al tempo del disaccoppiamento generano variazioni nel campo di velocità \vec{v} sulla superficie di ultimo scattering e quindi variazioni nell'entità dell'effetto Doppler subito dai fotoni. Ne risultano anisotropie in temperatura di

$$\frac{\Delta T}{T} = -\hat{n} \cdot \vec{v} \quad (1.20)$$

dove \hat{n} è la direzione di osservazione.

In genere, una fluttuazione di densità induce, ai propri estremi, variazioni di velocità della stessa entità ma con direzioni opposte, quindi le variazioni dell'energia per effetto Doppler si annullano tra loro. Tuttavia, nel caso la fluttuazione di densità abbia una scala L maggiore dello spessore della superficie di ultimo scattering, i fotoni vengono emessi prima che i due contributi possano annullarsi. Ciò impone una scala angolare tra $11'$ e 1.8° per questo tipo di anisotropie.

Fluttuazioni adiabatiche

Al tempo del disaccoppiamento erano già presenti fluttuazioni di temperatura legate a quelle di densità, dato che una regione a densità maggiore esibisce anche temperatura maggiore. Queste anisotropie hanno una scala L minore dello spessore della superficie di ultimo scattering, il che corrisponde a scale angolari $\leq 5'$.

Fluttuazioni intrinseche con scala minore dello spessore della superficie di ultimo scattering, ovvero con scala angolare $\leq 5'$, non sono in genere osservabili in quanto sono state mascherate dall'interazione tra radiazione e materia ancora in corso. Le variazioni di densità al tempo del disaccoppiamento determinano anche una variazione del tempo necessario alla ricombinazione e quindi dello spessore della superficie di ultimo scattering, che aumenta con la densità.

1.3.2 Anisotropie Secondarie

I fotoni della radiazione di fondo che osserviamo nel presente hanno attraversato la distanza che ci separa dalla superficie di ultimo scattering e hanno interagito con le strutture presenti lungo il proprio cammino, che ne hanno modificato lo spettro, dando luogo alle anisotropie secondarie. Da queste ultime si possono ricavare informazioni sull'evoluzione delle strutture su larga scala e sui vari processi che hanno avuto luogo nell'Universo a partire dal disaccoppiamento. Si descrivono di seguito alcuni dei processi che hanno dato origine ad anisotropie secondarie.

Effetto Sunyaev-Zel'dovich

I fotoni della radiazione di fondo possono entrare in contatto con materia ionizzata ad alta temperatura, presente, per esempio, nei *clusters* di galassie e subire distorsioni dello spettro per effetto Sunyaev-Zel'dovich. Per $T_\gamma \ll T_e$ la (1.12) si riduce a

$$y = \int \frac{k_b T_c}{m_e c} d\tau \approx \frac{k_b T_c}{m_e c} \tau_T \quad (1.21)$$

dove $\tau_T \approx n_e \sigma_e d$ è la profondità ottica e d è la scala spaziale della distribuzione di materia ionizzata. Per la maggior parte dei *clusters* si ha $y < 10^{-4}$, che si riflette in fluttuazioni di temperatura di ordine tra 10^{-4} e 10^{-3} [1]. Nel caso in cui la materia ionizzata non si trovi in condizioni stazionarie rispetto al sistema di riferimento della CMB, bisogna tenere conto anche dell'effetto Doppler dipendente dalla sua velocità lungo la direzione di osservazione, che determina variazioni di temperatura di

$$\frac{\Delta T}{T} = -\tau_T \frac{\hat{x} \cdot \vec{v}}{c} \quad (1.22)$$

Questo effetto diventa apprezzabile per velocità dell'ordine di 1000 km/s [1].

Effetto Sachs-Wolfe integrato

La presenza di sorgenti di campo gravitazionale determina variazioni su piccola scala della metrica rispetto a quella di Friedmann-Robertson-Walker (FRW). Queste non sono contemplate dalla metrica FRW, valida per scale abbastanza grandi da poter approssimare l'universo con un fluido omogeneo e isotropo. Variazioni statiche non modificano l'energia dei fotoni dato che gli effetti di *redshift* e *blueshift*

che si hanno all'ingresso e all'uscita dei fotoni dall'area di interesse si annullano tra loro. Solo le variazioni dinamiche generano anisotropie nella CMB, date dalla formula

$$\frac{\Delta T}{T} = \int \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (1.23)$$

dove l'integrale è eseguito sulla zona di variazione del potenziale gravitazionale Φ .

1.4 Proprietà statistiche delle anisotropie

Uno studio delle proprietà statistiche delle anisotropie è utile per poter confrontare i risultati con quelli predetti dai modelli teorici, a partire dai quali si possono fare previsioni solo di tipo statistico e non sulla distribuzione delle singole fluttuazioni. Un grosso limite sta nel fatto che è possibile osservare solo una realizzazione dell'universo, mentre le previsioni teoriche forniscono valori medi su un ensemble. Per ovviare a questo problema si assume che le fluttuazioni siano distribuite in modo isotropo nel cielo e se ne considera una media spaziale. Le variazioni di temperatura sono definite sulla superficie della sfera celeste perciò è utile considerarne lo sviluppo in armoniche sferiche

$$\frac{\partial T}{T}(\hat{n}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\hat{n}) \quad (1.24)$$

i cui coefficienti sono dati da

$$a_{\ell m} = \int_{4\pi} \frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) Y_{\ell m}(\hat{n}) d\Omega \quad (1.25)$$

L'ordine ℓ dei termini dello sviluppo in armoniche sferiche corrisponde alla scala angolare a cui si osservano le anisotropie secondo l'equazione

$$\ell = \frac{\pi}{\theta} \quad (1.26)$$

quindi fluttuazioni su piccola scala angolare corrispondono a grandi valori di ℓ , mentre valori bassi di ℓ corrispondono a fluttuazioni su grande scala.

Per la trattazione statistica delle anisotropie si parte dell'ipotesi che le fluttuazioni di temperatura siano distribuite in modo gaussiano con media $\langle \frac{\delta T}{T}(\hat{n}) \rangle = 0$. Nello spazio armonico ciò si traduce nel fatto che i coefficienti $a_{\ell m}$ siano variabili gaussiane indipendenti con media $\langle a_{\ell m} \rangle_{ens} = 0$ e varianza

$$\langle a_{\ell m} a_{\ell' m'} \rangle = C_{\ell} \delta_{\ell \ell'} \delta_{m m'} \quad (1.27)$$

la quale, data l'assunzione di isotropia delle fluttuazioni, dipende solo da ℓ e non da m .

Tutte le informazioni statistiche sono contenute nella funzione di correlazione a due punti del segnale

$$C(\theta) = \left\langle \frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) \frac{\Delta T}{T}(\hat{n}') \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) C_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (1.28)$$

dove θ è l'angolo tra \hat{n} e \hat{n}' . Questa è la media del prodotto tra le variazioni di temperatura misurate alle direzioni \hat{n} e \hat{n}' , separate da un angolo θ . Al secondo passaggio dell'espressione (1.28) si arriva sostituendo lo sviluppo in armoniche sferiche della variazione di temperatura e poi usando la (1.27), con la quale si elimina la dipendenza da m , e il teorema di addizione delle armoniche sferiche

$$\sum_{m=-\ell}^{\ell} Y_{\ell m}(\hat{n}) Y_{\ell m}(\hat{n}') = \frac{2\ell+1}{4\pi} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (1.29)$$

Dalla (1.28) si vede come la funzione di correlazione dipenda unicamente dai coefficienti C_{ℓ} , che costituiscono lo spettro di potenza angolare

$$C_{\ell} = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2 \quad (1.30)$$

Per stimare questi coefficienti si deve ricorrere a una media spaziale sui $2\ell+1$ valori diversi di m che si hanno per uno stesso ℓ , il cui numero è limitato dall'estensione dell'universo osservabile. Da ciò deriva un'incertezza intrinseca, indipendente dalla risoluzione strumentale, espressa dalla varianza cosmica

$$\langle C_{\ell}^2 \rangle - \langle C_{\ell} \rangle_{ens}^2 = \frac{2}{2\ell+1} C_{\ell}^2 \quad (1.31)$$

dove $\langle C_{\ell} \rangle_{ens}^2$ è il valore medio sull'ensamble che, data l'assunzione di isotropia delle fluttuazioni, coincide con il valore vero. La varianza cosmica incide maggiormente sulla determinazione dei coefficienti con ℓ piccolo, dato che si effettua una media spaziale su meno termini. Per $\ell < 20$ [1] le incertezze sono troppo grandi per poter ricavare informazioni significative dallo spettro di potenza angolare.

1.4.1 Lo spettro di potenza angolare

In base alla (1.26), per ottenere una misura precisa dello spettro di potenza angolare fino a grandi valori di ℓ , occorre misurare la radiazione di fondo ad alta risoluzione angolare. La risoluzione di 7° delle mappe di COBE consente di calcolare solo i primi coefficienti C_{ℓ} , che però risentono ancora dell'effetto della varianza cosmica. La risoluzione di $15'$ di WMAP ha permesso di misurare lo spettro di potenza angolare fino a circa $\ell \leq 700$,

valore oltre il quale si hanno ampie barre di errore dovute alla risoluzione dello strumento, come si può vedere in Fig. 1.2. Oggi, grazie alle mappe di CMB con risoluzione angolare di $5'$ ottenute da Planck, si conosce lo spettro di potenza angolare con precisione fino a $\ell = 2500$ (Fig.1.2).

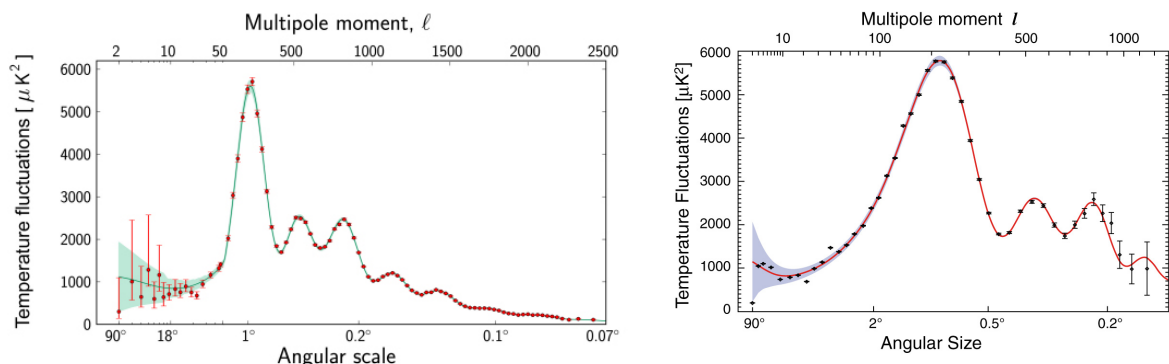


Figura 1.2: Spettro di potenza angolare misurato da Planck [12], a sinistra, e da WMAP [15], a destra.

Per quanto riguarda il significato dei primi termini dello spettro di potenza angolare: il termine di monopolo ($\ell = 0$) si annulla se il valore medio della temperatura di CMB è stato impostato correttamente. Il termine di dipolo ($\ell = 1$) ha un'ampiezza di $(3362.08 \pm 0.99) \times 10^{-6}$ K [7] ed è dovuto al moto dello strumento di misura rispetto al sistema di riferimento solidale con la CMB. È importante conoscere con precisione l'ampiezza del dipolo in modo da poterlo sottrarre dalle mappe ottenute sulle varie frequenze, infatti questo supera di due ordini di grandezza le fluttuazioni in temperatura della radiazione di fondo e copre quasi completamente anche gli altri segnali. Sottraendo il termine di dipolo dovuto al moto del satellite rispetto al baricentro del Sistema Solare, si possono ricavare informazioni sul moto del Sistema Solare rispetto alle grandi strutture cosmiche locali. In particolare, si nota come la velocità del Sistema Solare rispetto alla CMB (369.82 ± 0.11) km/s [7] sia minore di quella del Gruppo Locale rispetto ad essa (620 ± 15) km/s [7]. Se ne deduce che il Sistema Solare è in rotazione intorno al centro della nostra galassia in verso opposto a quello del moto della galassia stessa. Infine, si pensa possa essere presente un termine di quadrupolo ($\ell = 2$) dovuto alle onde gravitazionali, la cui emissione nell'Universo primordiale è prevista dal modello dell'inflazione. Questo però non può essere misurato a causa della varianza cosmica.

Capitolo 2

Missione Planck

Il satellite Planck è stato sviluppato dall'Agenzia Spaziale Europea (ESA) con l'obiettivo primario di studiare le anisotropie della CMB ed è stato lanciato il 14 Maggio 2009. Dal 12 Agosto 2009 al 23 Ottobre 2013 ha misurato la radiazione proveniente dal cielo su nove bande di frequenza comprese tra 25 e 900 GHz [6], con una risoluzione angolare tra 33 e 5 arcominuti [6] e una sensibilità alle variazioni di temperatura di $\frac{\Delta T}{T} \approx 2 \times 10^{-6}$ [4]. La risoluzione angolare raggiunta da Planck è dettata da limiti astrofisici in quanto, a scale angolari più piccole, si andrebbero a osservare le variazioni di temperatura dovute alle singole sorgenti e non più alle anisotropie della radiazione di fondo.

Le misure effettuate da Planck hanno permesso di ottenere la mappa definitiva della CMB in temperatura, dalla quale si può calcolare lo spettro di potenza angolare fino a $\ell = 2500$, e la migliore mappa in polarizzazione attualmente disponibile. Da queste sono stati determinati con precisione diversi parametri cosmologici che descrivono la geometria, la composizione e l'evoluzione dell'Universo. Ottenere mappe in polarizzazione a risoluzione più alta sarà uno degli obiettivi di eventuali future missioni spaziali.

I nove *range* di frequenza sono stati scelti in modo da misurare con precisione il picco dello spettro della CMB, e allo stesso tempo caratterizzare i *foreground* galattici, ovvero i segnali dovuti alle altre sorgenti di radiazione che ci separano dalla superficie di ultimo *scattering*, in modo da poterli sottrarre in seguito e isolare il segnale di CMB. Per coprire l'intero range di frequenze, Planck si serve di due strumenti che fanno uso di tecnologie di rivelazione diverse: il Low Frequency Instrument (LFI) misura la radiazione su tre range di frequenza tra 27 GHz e 77 GHz servendosi di un array di radiometri a pseudo-correlazione raffreddati a 20 K e l'High Frequency Instrument (HFI) opera su sei range di frequenza tra 90GHz e 900 GHz con un sistema di bolometri mantenuti a 0.1 K [8]. Entrambi gli strumenti operano a temperature stabili vicine allo zero assoluto, in modo da evitare che l'emissione di calore degli stessi vada a coprire il segnale della radiazione proveniente dal cielo. In Tabella 2.1 è riportata la risoluzione angolare per ognuno dei nove range di frequenza, di cui sono indicati il valore centrale e l'ampiezza.

	LFI			HFI					
Canale (GHz)	30	44	70	100	143	217	353	545	857
Valore centrale (GHz)	28.4	44.1	70.4	100	143	217	353	545	857
Bandwidth	9.89	10.72	14.90	33%	30%	29%	28%	31%	30%
Numero di rivelatori	2	3	6	4	12	12	12	4	4
Risoluzione angolare (arcmin)	32.65	27.92	13.01	9.37	7.04	4.68	4.43	3.80	3.67

Tabella 2.1: Principali caratteristiche degli strumenti LFI e HFI [5] [13].

2.1 Orbita e Assetto

Planck descrive un'orbita di Lissajous con ampiezza media di 400 000 km e periodo di 6 mesi, intorno al secondo punto Lagrangiano del sistema Terra-Sole, denominato L2 (Fig.2.1). L2 si trova sull'asse che congiunge Terra e Sole, a 1.5 milioni di km dalla Terra in direzione opposta al Sole [5]. È un punto di equilibrio instabile ed è quindi necessario effettuare manovre di correzione dell'orbita a intervalli di circa un mese, in quanto lievi perturbazioni causerebbero un progressivo allontanamento dall'assetto previsto. La scelta del punto L2 è dettata dalla necessità di ridurre al minimo gli effetti di irraggiamento solare diretto o riflesso da Terra e Luna, che avrebbero reso difficile raggiungere le basse temperature necessarie al corretto funzionamento degli strumenti e allo stesso tempo avrebbero costituito una ulteriore fonte di rumore. Le orbite intorno ai punti lagrangiani del sistema Terra-Luna sono state scartate dato che i due corpi celesti si sarebbero spesso trovati nel campo visivo del telescopio.

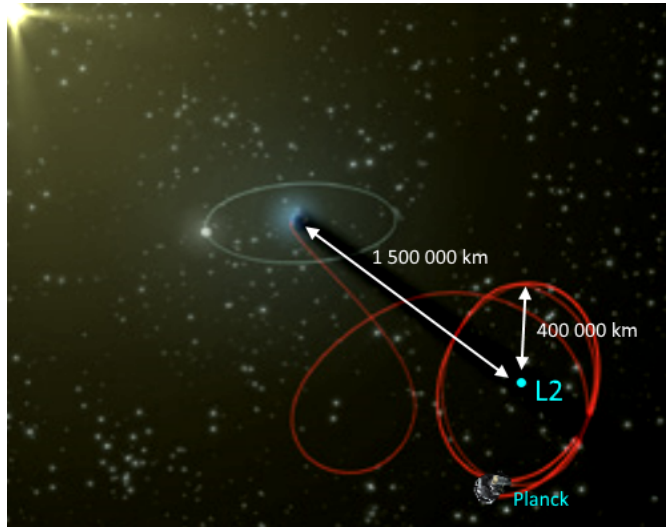


Figura 2.1: Orbita del satellite Planck intorno al punto L2. [12]

Il satellite è stabilizzato giroscopicamente a 1 rpm (revolutions per minute)[4], con asse di rotazione inclinato di 7.5° rispetto al Sole. Per mantenere questo assetto l'asse viene ruotato sul piano dell'eclittica, in media, di 1° al giorno in step da 2 arcominuti, della durata di 5 minuti ciascuno. Il campo visivo del telescopio è inclinato di 85° rispetto all'asse di rotazione del satellite e descrive un cerchio ad ogni rotazione di quest'ultimo (Fig. 2.2), permettendo l'osservazione del 93% del cielo in sei mesi (campione denominato *survey*) e di ottenere una mappa completa in un anno. Planck ha completato 6 *surveys* con entrambi gli strumenti in funzione e altre 2 soltanto con LFI [12].

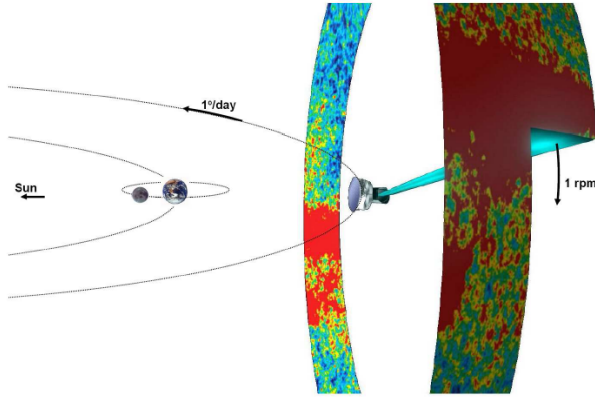


Figura 2.2: Strategia di *scanning* del cielo impiegata da Planck [12]

galattici [17], come si può vedere in Fig. 2.3, dove i *foreground* hanno intensità minore e si ha un rapporto segnale/rumore più alto.

Per permettere l'osservazione dei poli dell'eclittica, l'asse può essere portato fino a 10° di inclinazione rispetto al Sole, limite posto per mantenere il telescopio in ombra. Un ulteriore limite di 15° di inclinazione rispetto alla Terra garantisce che le antenne si mantengano nel suo campo visivo, in modo da permettere le comunicazioni.

Il sistema di controllo e correzione dell'assetto, i cui sensori vengono letti dal computer di bordo ad una frequenza di 4 Hz, permette di determinare la posizione del satellite con un'accuratezza di $0.5'$ [2].

La strategia di scanning del cielo è impostata in modo da avere tempi di integrazione maggiori sulle aree vicine ai poli

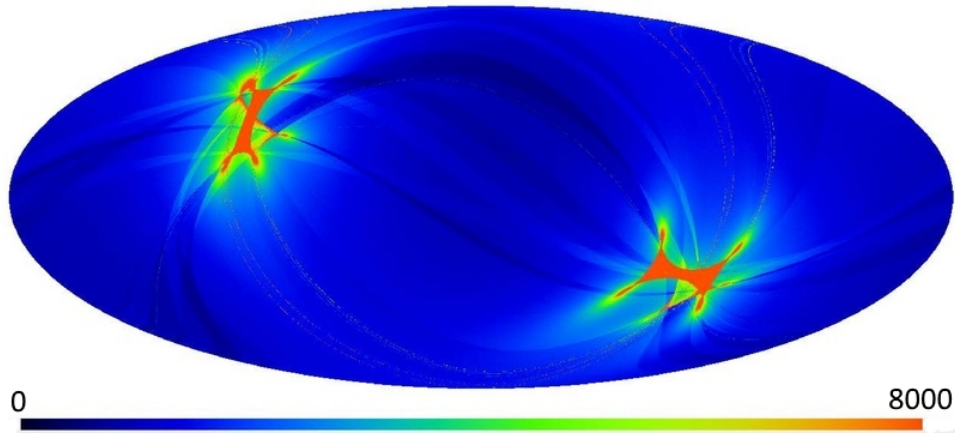


Figura 2.3: Tempi di integrazione (s deg^2) dell'intera missione, per la frequenza di 100 GHz (HFI), in Proiezione di Mollweide [13].

2.2 Struttura del satellite

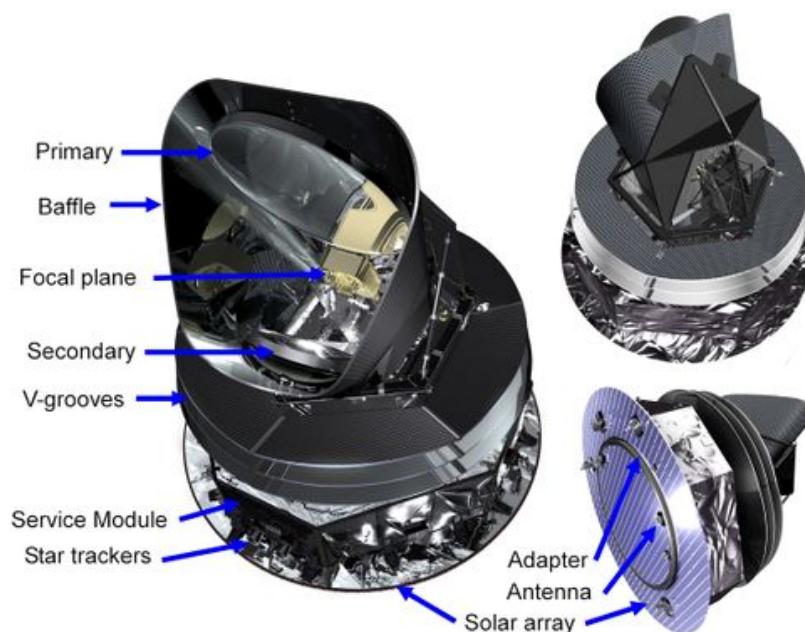


Figura 2.4: Struttura del satellite Planck [4]

Il satellite Planck, mostrato in Fig.2.4, ha un'altezza e un diametro massimo di 4.2 m [12] ed è diviso in due moduli principali: il Payload ed il Modulo di Servizio. Il Payload contiene il telescopio, dotato di un *baffle* che lo schermava dalla luce diffusa e costituito da due lenti ellittiche fuori asse che concentrano la radiazione dal cielo su un piano focale raffreddato a 20 K. Su di esso sono montati 73 *feed horns* (Fig. 2.5) che conducono la radiazione ai rivelatori dei due strumenti.

Il Modulo di Servizio consiste in una struttura ottagonale nella quale alloggiavano il computer di bordo, i sistemi per le comunicazioni a Terra, i sistemi elettronici di LFI e HFI e i sistemi di controllo e correzione dell'assetto. Non è raffreddato e si trova quindi ad una temperatura intorno ai 300 K.

Tre *baffle* di forma conica, interposti tra i due moduli, ne garantiscono l'isolamento termico. Come il *baffle* del telescopio, hanno emissività maggiore di 0.9 e, uniti a quest'ultimo, mantengono il Payload ad una temperatura inferiore a 50 K per raffreddamento radiativo. Un sistema di raffreddamento attivo abbassa ulteriormente la temperatura del piano focale e delle catene di rivelazione dei due strumenti per consentire il loro corretto funziona-

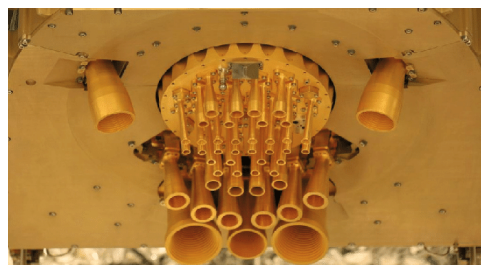


Figura 2.5: *Feed horns* di HFI, sulla piattaforma centrale, e LFI, ai lati [4]

mento. La potenza elettrica necessaria a mantenere il satellite in funzione è generata da pannelli solari montati sulla base del Modulo di Servizio.

Il satellite comunica con la base a Terra ogni giorno per un periodo di 3 ore, durante il quale vengono scaricati i dati raccolti dagli strumenti e nelle ultime 24 ore e vengono trasmesse eventuali istruzioni. Le comunicazioni avvengono per mezzo di due antenne situate in Spagna e in Australia. I dati vengono inviati, nell'arco delle successive 8 ore, al centro operativo della missione, che ha il compito di mantenere sotto controllo l'orbita e l'assetto del satellite e di assicurarsi che gli strumenti a bordo stiano funzionando correttamente. L'analisi dati avviene in due centri separati: uno per LFI, a Trieste, e uno per HFI, in Francia.

2.3 Low Frequency Instrument (LFI)

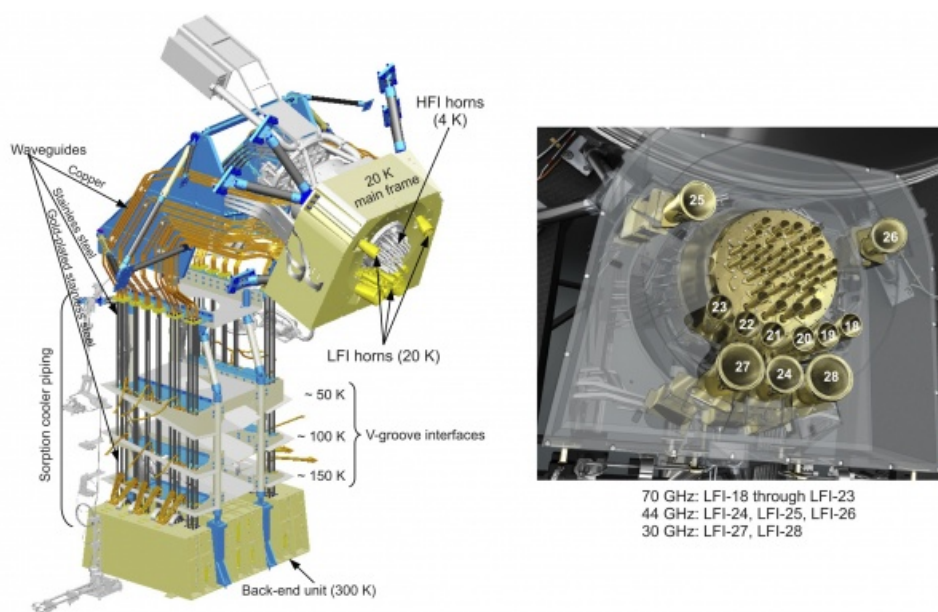


Figura 2.6: Struttura di LFI [13].

Il sistema di rivelazione del Low Frequency Instrument (Fig. 2.6) consiste in un array di 11 rivelatori radiometrici, di cui due operano a 30 GHz, tre a 44 GHz e i restanti sei a 70 GHz, ed è diviso in due unità principali connesse da 44 guide d'onda: il Piano Focale, mantenuto a 20 K, e la Back End Unit (BEU), non raffreddata.

La radiazione raccolta da ogni *feed horn* alloggiato sul Piano Focale è separata da un OrthoMode Transducer (OMT) in due componenti di polarizzazione lineare ortogonali, che si propagano indipendentemente in due radiometri paralleli. Nel Front End Module

di ogni radiometro il segnale proveniente dal cielo viene combinato, con un offset fisso di 180° , con un segnale di corpo nero a 4 K e successivamente amplificato di 30 dB. A una delle due linee viene poi applicato uno sfasamento alternato tra 0° e 180° con una frequenza di 4096 Hz. Il segnale del cielo viene quindi separato da quello di riferimento e condotto attraverso le guide d'onda al Back End Module del radiometro, che si trova nella Back End Unit non raffreddata, dove viene ulteriormente amplificato ed infine misurato da un rivelatore a diodi, che manda in input alla DAE (Data Acquisition Electronics) un voltaggio tra -2,5 V e 2.5 V. Qui viene applicato un filtro passa basso per eliminare eventuali *spikes* presenti nel segnale e un *gain* per sfruttare al meglio il range dell'ADC. Il segnale digitalizzato viene infine processato e compresso ad un livello compatibile con la banda di 35.5 kbps [8] dal Radiometer Electronics Box Assembly (REBA), montato su uno dei pannelli laterali del modulo di servizio.

La principale fonte di rumore per questo tipo di misura è il rumore $1/f$, indotto dall'amplificazione del segnale e dalle fluttuazioni di temperatura nei radiometri [10]. Per questo motivo i radiometri sono costruiti in modo che il segnale del cielo e il segnale di riferimento subiscano la stessa amplificazione e che quindi, una volta separati, sia possibile ridurre il rumore $1/f$ di diversi ordini di grandezza per sottrazione dei due segnali. Ciò è fondamentale per raggiungere la risoluzione in temperatura utile all'osservazione delle fluttuazioni della CMB. La rimozione del rumore $1/f$ è ottimizzata se la temperatura del segnale di riferimento è circa uguale a quella del cielo.

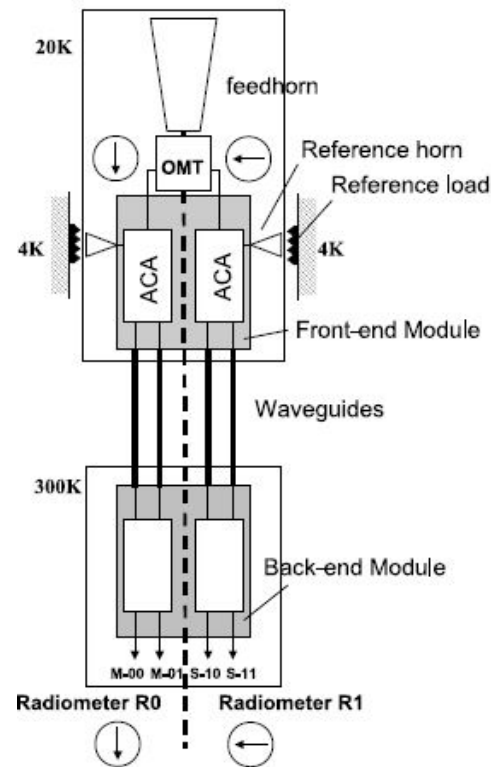


Figura 2.7: Sistema di rivelazione di LFI [8].

2.4 High Frequency Instrument (HFI)

Nel caso dell'High Frequency Instrument, la radiazione proveniente dal cielo viene raccolta da 36 *back-to-back horns* alloggiati nel piano focale e mantenuti a 4 K; attraversa un sistema di filtri passabanda e lenti raffreddato a 1.6K e viene condotta da un terzo *horn* ai bolometri, che si trovano a una temperatura di 0.1 K (Fig.2.8). All'interno

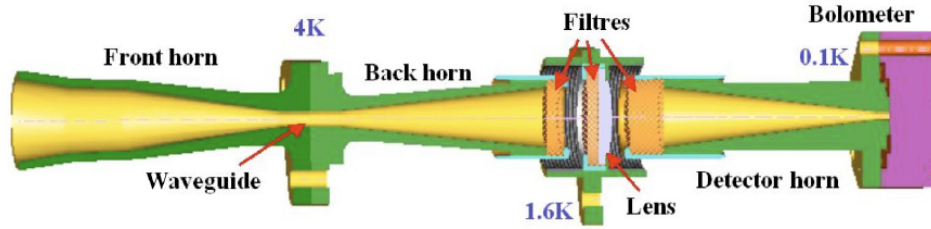


Figura 2.8: Catena ottica del HFI [9].

dei bolometri, i fotoni dissipano la propria energia in calore su una griglia metallica, innalzandone la temperatura, che viene misurata da un termistore [9].

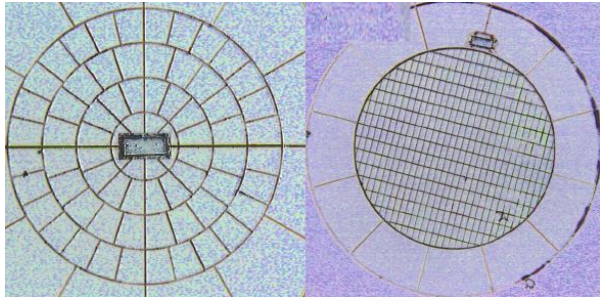


Figura 2.9: Griglie a tela di ragno, a sinistra, e griglie rettangolari, a destra [9].

Sono presenti in totale 52 bolometri, 20 dei quali sono dotati di griglie a tela di ragno (Fig.2.9) e misurano la radiazione in ingresso per intero. I restanti 32 sono sensibili alla polarizzazione e sono disposti a gruppi di due comunicanti con lo stesso feed horn e orientati in modo da rivelare le due componenti ortogonali di polarizzazione. Per questo tipo di bolometri si impiegano griglie rettangolari (Fig.2.9) con copertura metallica su una direzione sola. I campi elettrici paralleli alla griglia generano correnti e vengono assorbiti mentre

quelli perpendicolari si propagano senza interagire. La griglia del secondo bolometro è orientata perpendicolarmente a quella del primo in modo da rivelare l'altra componente di polarizzazione [13].

La radiazione termica emessa dal telescopio, dal sistema di *horns* sopra descritto e dai filtri, contribuisce all'innalzamento della temperatura dei termistori. La temperatura di questi elementi deve quindi essere sufficientemente stabile da non contaminare il segnale in modo eccessivo. Per questo motivo sono presenti due bolometri aggiuntivi, non comunicanti con il piano focale del telescopio, che hanno lo scopo di monitorare il rumore termico.

Capitolo 3

Analisi delle mappe in temperatura ottenute da Planck

In questo capitolo si presentano alcune delle mappe ottenute a partire dalle misure effettuate da Planck e si eseguono operazioni su di esse per evidenziare alcuni degli aspetti discussi nei capitoli precedenti. Tutte le mappe raffigurate sono state ottenute a partire dai file in formato FITS (Flexible Image Transport System) disponibili online su *Planck Legacy Archive* [13] e sono riportate in coordinate galattiche e in proiezione di Mollweide.

3.1 HEALPix

Le misure effettuate da Planck sono definite su una superficie sferica, il che rende la loro trattazione più complessa. Per questo motivo è stato sviluppato HEALPix (Hierarchical Equal Area and iso-Latitude Pixelation) [18]: un algoritmo per la divisione in pixel di una sfera e la discretizzazione di funzioni definite su di essa, che si propone di minimizzare gli errori sistematici introdotti da questa operazione. A tale scopo si effettua una suddivisione della sfera in quadrilateri di area uguale, anche se di forma diversa. Inoltre, per aumentare la velocità computazionale delle operazioni sui pixel, questi sono disposti in anelli orizzontali con il centro alla stessa latitudine e a uguale distanza uno dall'altro.

HEALPix prevede un numero minimo di 12 pixel in cui è possibile suddividere la sfera. La risoluzione di una mappa realizzata con HEALPix è espressa dal parametro N_{side} , che indica il numero di divisioni lungo il lato di ognuno dei 12 pixel fondamentali (Fig.3.1) e assume i valori delle potenze di due, dato che, per aumentare la risoluzione, ogni pixel viene diviso in quattro di volta in volta. Il valore di N_{side} va impostato affinché la dimensione dei pixel sia abbastanza piccola rispetto alla risoluzione dello strumento, in modo da evitare la degradazione del segnale o una sua distorsione dipendente dalla forma dei pixel. In Tab. 3.1 la risoluzione angolare delle misure effettuate da COBE,

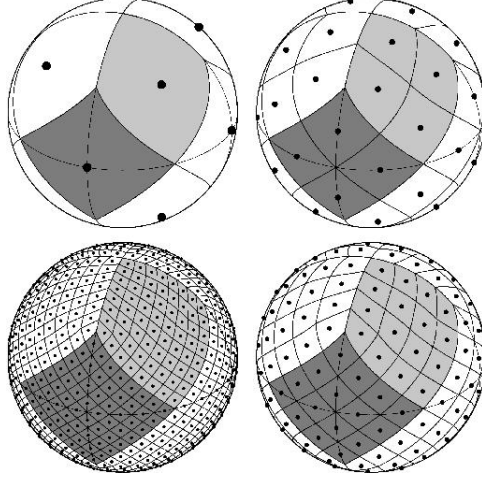


Figura 3.1: Divisione della sfera in pixel, per $N_{side} = 2, 4, 8, 1$ [18].

	risoluzione strumentale	N_{side}	risoluzione mappe
COBE	7°	256	13.74 arcmin
WMAP	15 arcmin	512	6.87 arcmin
PLANCK LFI	13-33 arcmin	1024	3.44 arcmin
PLANCK HFI	4-10 arcmin	2048	1.72 arcmin

Tabella 3.1: Risoluzione delle mappe realizzate con HEALPix a partire dai dati di COBE, WMAP e Planck, a confronto con la risoluzione strumentale. Per risoluzione delle mappe si intende la radice quadrata dell'area dei pixel

WMAP e Planck è messa a confronto con la risoluzione delle rispettive mappe realizzate con HEALPix.

Il numero totale di pixel è dato da $N_{pix} = 12 \times (N_{side})^2$. Questi sono disposti in $N_{ring} = 4 \times N_{side} - 1$ anelli con latitudine costante, con l'anello all'equatore contenente $N_{eq} = 4 \times N_{side}$ pixel [18]. Ogni pixel è identificato da un indice $p \in [0, N_{pix} - 1]$. Sono previsti due sistemi di numerazione dei pixel:

RING Numerazione dei pixel per anello, a partire da Nord a Sud. Utile per eseguire trasformazioni di Fourier con le armoniche sferiche.

NESTED Prevede l'assegnazione di numeri vicini ai pixel derivanti dalla divisione di ognuno dei 12 pixel fondamentali. Utile per operazioni locali sui pixel.

HEALPix fornisce delle apposite funzioni per passare da un sistema di numerazione all'altro, utili per eseguire operazioni tra mappe scritte con sistemi diversi.

Esistono librerie in diversi linguaggi di programmazione, basate su una classe di operazioni matematiche che hanno come oggetto mappe discretizzate secondo l'algoritmo di HEALPix. Per questo lavoro di tesi è stata utilizzata la libreria in Python [19].

3.2 Caratterizzazione dei foreground

Il segnale di CMB deve essere ricostruito a partire dalla radiazione totale misurata. I segnali dovuti ad altri tipi di emissione, i *foreground*, rappresentano una fonte di rumore per la misura della radiazione di fondo. Il contributo alla radiazione totale delle diverse componenti varia con la frequenza, come mostrato in Fig. 3.2. Per frequenze intorno al picco della CMB si ha il rapporto segnale/rumore più alto, dato che il segnale di quest'ultima prevale su quello delle altre emissioni. Sopra i 200 GHz il segnale della radiazione di fondo è debole e viene quasi completamente coperto dal *foreground*, mentre sul resto dello spettro l'intensità combinata delle altre emissioni è confrontabile con quella della CMB. Per questo motivo, è necessario compiere osservazioni su più range di frequenza, anche lontani dal picco dello spettro di CMB.

Esistono diversi metodi per individuare la distribuzione spaziale e in frequenza delle varie componenti che costituiscono il segnale totale, detti metodi di *component separation*. Le mappe di *foreground* ottenute da questo tipo di analisi, oltre a permettere di isolare il segnale di CMB, costituiscono un'importante fonte di informazioni per altri campi dell'astrofisica.

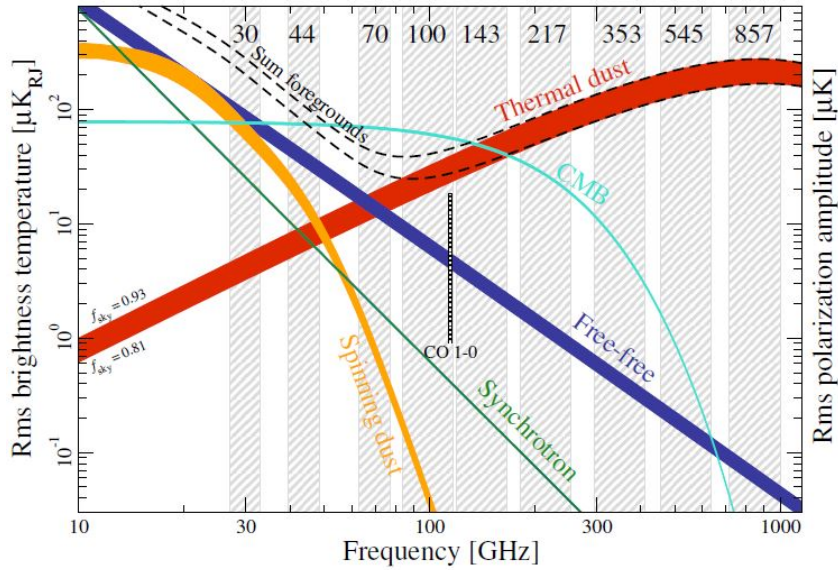


Figura 3.2: Contributo dei principali *foreground* in funzione della frequenza. Le bande tratteggiate indicano i range di frequenza misurati da Planck [7].

I principali tipi di foreground sono:

Radiazione di sincrotrone: dovuta ad elettroni accelerati a velocità relativistiche attraverso un campo magnetico. Il suo spettro dipende dalla distribuzione energetica degli elettroni.

Emissioni *free-free*: dovute alla presenza di gas di elettroni ad alte temperature all'interno delle galassie.

Spinning dust: dovuta a molecole e grani di polvere dotati di dipolo elettrico che ruotano a frequenze dell'ordine del GHz. Lo spettro presenta un picco netto, tipicamente a 30 GHz.

Thermal dust: la polvere a $T > 20$ K (*thermal dust*) emette uno spettro simile a quello di corpo nero, con picco intorno a 2000 GHz. ma il suo contributo resta comunque importante per le frequenze alle quali si osserva la CMB e costituisce la principale fonte di rumore [7].

Cosmic Infrared Background (CIB): un altro tipo di radiazione di fondo con picco nell'infrarosso emessa durante la formazione delle prime galassie. Ha intensità minore di quella della CMB e presenta anisotropie dovute alla non uniformità della distribuzione delle galassie.

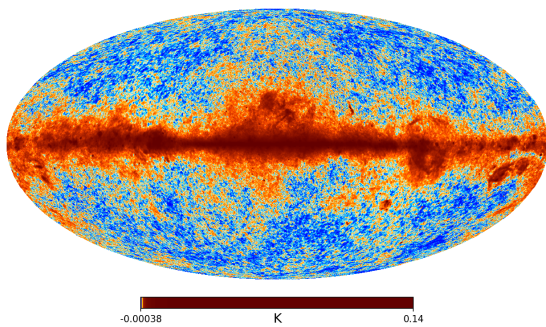
Luce zodiacale: emissione termica della polvere presente nel sistema solare, con picco dell'infrarosso. Ha intensità maggiore intorno al piano dell'eclittica.

La maggiore fonte di rumore per la misura della CMB deriva dalle emissioni della nostra galassia che, in una zona piuttosto estesa intorno al piano galattico, prevalgono sulle altre a tutte le frequenze. Per ovviare a questo problema sono state definite diverse maschere del piano galattico e delle singole sorgenti, cioè mappe che indicano le aree da escludere a seconda del tipo di analisi che si intende condurre. Questo facilita la selezione dei dati di interesse.

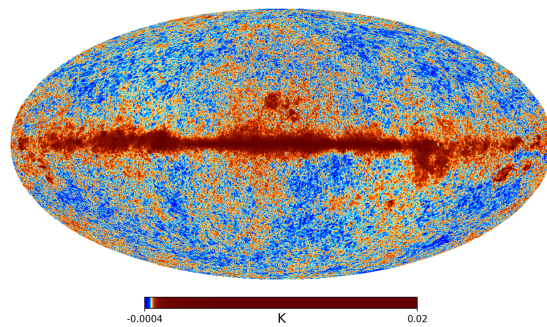
3.3 Mappe in frequenza

Le mappe in Fig. 3.3 rappresentano le fluttuazioni della temperatura del cielo $\Delta T = T - T_0$ rispetto ad un valore di riferimento T_0 , per ognuna delle frequenze misurate da Planck. Esse sono state ottenute combinando i dati relativi alla radiazione misurata durante l'intera missione da tutti i rivelatori disponibili per ogni canale. Gli effetti sistematici noti sono già stati rimossi, in particolare sono stati sottratti il termine di dipolo e la luce zodiacale. Le variazioni di temperatura sono misurate in K per le frequenze da 30 a 353 GHz e in MJy/sr per i due canali rimanenti. I valori in temperatura corrispondenti agli estremi della scala di colore sono stati impostati considerando gli estremi del range in temperatura di ogni mappa, che variano a seconda della frequenza osservata. HEALPix effettua l'equalizzazione dell'istogramma compreso tra questi valori in modo da visualizzare meglio i contrasti nell'immagine.

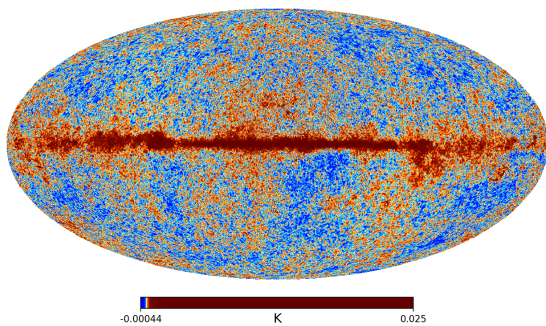
LFI - 30 GHz



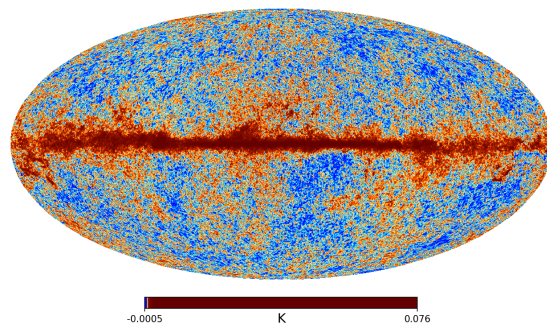
LFI - 44 GHz



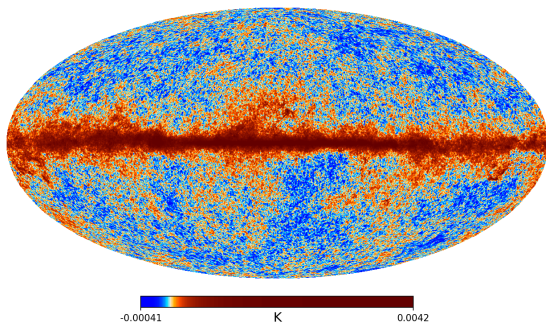
LFI - 70 GHz



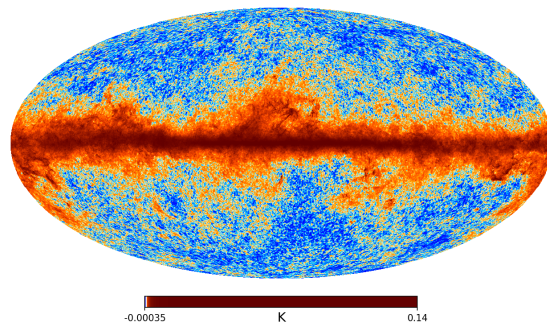
HFI - 100 GHz



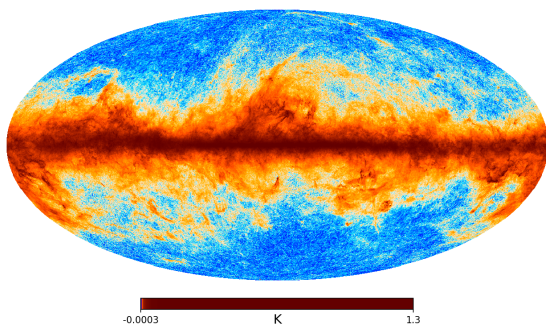
HFI - 143 GHz



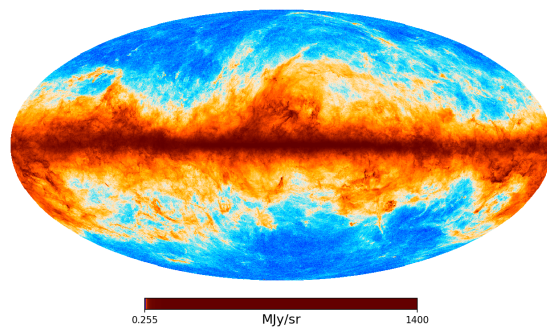
HFI - 217 GHz



HFI - 353 GHz



HFI - 545 GHz



HFI - 857 GHz

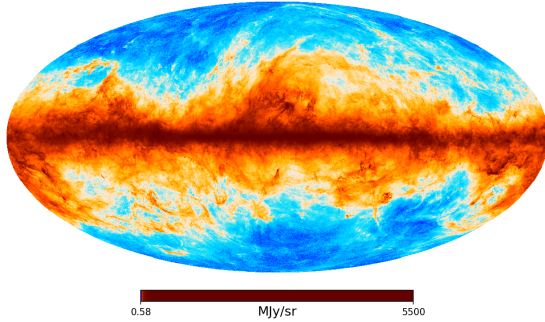
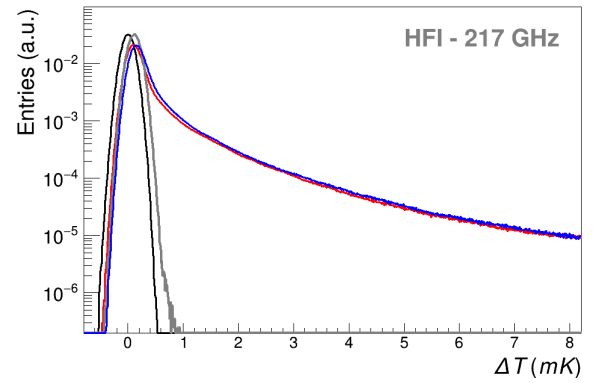
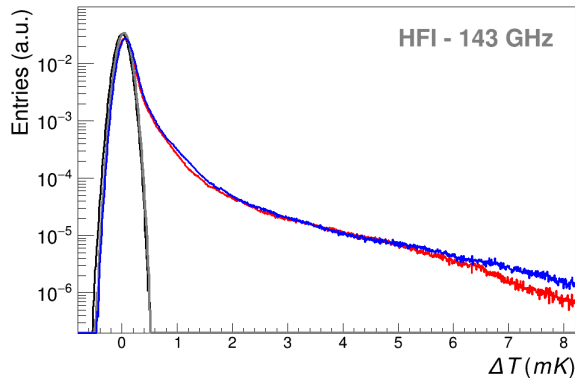
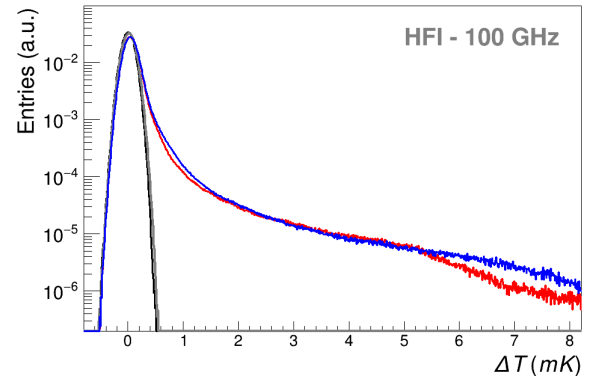
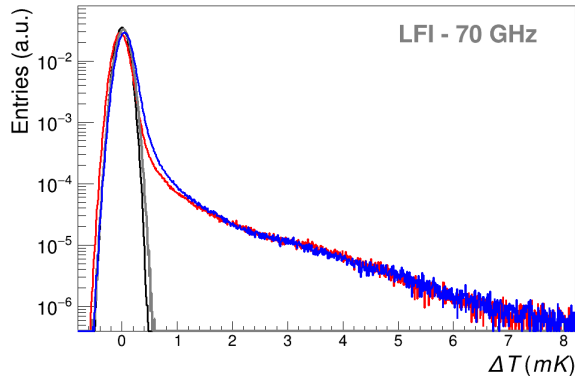
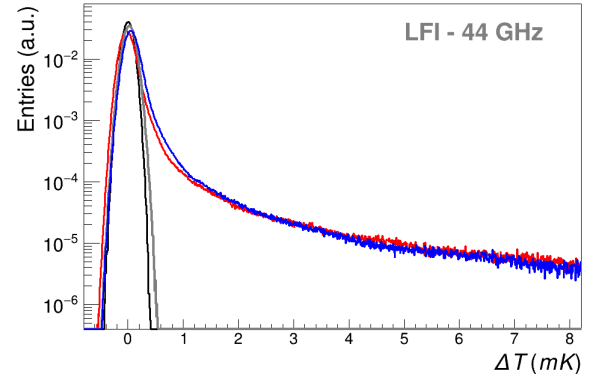
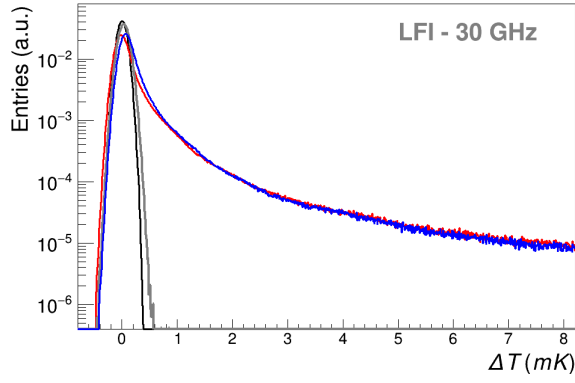
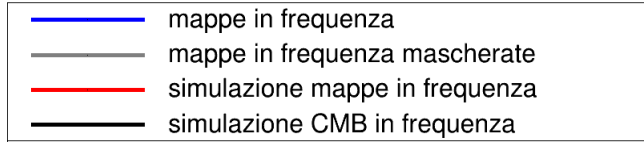


Figura 3.3: Mappe delle fluttuazioni in temperatura della radiazione misurata da Planck sui nove range di frequenza.

A partire da ognuna delle mappe in Fig. 3.3, sono stati realizzati gli istogrammi del numero di pixel in funzione del loro valore di ΔT , riportati in Fig. 3.4 in blu. L'asse delle ordinate è in scala logaritmica per evidenziare le code della distribuzione e gli istogrammi sono normalizzati a 1. Per ogni canale sono raffigurati anche gli istogrammi ottenuti dalle simulazioni delle mappe delle fluttuazioni di temperatura, in rosso, e dalle simulazioni delle mappe di CMB alla stessa frequenza, in nero.

L'andamento dei dati sperimentali riproduce abbastanza bene quello previsto dalle simulazioni. Il picco iniziale intorno allo zero ha un andamento simile a quello gaussiano del segnale di CMB alla stessa frequenza. Le code che si hanno per valori di ΔT alti rispetto alle fluttuazioni della CMB sono dovute ai *foreground*, infatti la differenza rispetto all'istogramma delle simulazioni di CMB è più marcata a 30 GHz e oltre i 217 GHz, frequenze per cui prevale il segnale dei *foreground*, come si può vedere in Fig. 3.2. L'ampiezza delle code diminuisce per le frequenze intorno al picco della CMB, dove si ha un buon rapporto segnale/rumore.

Gli istogrammi tracciati in grigio sono stati ottenuti anch'essi a partire dalle mappe in Fig. 3.3, questa volta mascherando il piano galattico in modo da lasciare il 40% dei pixel visibili e applicando la maschera per le singole sorgenti corrispondente alla frequenza osservata. In questo modo si escludono le aree caratterizzate da un forte segnale di *foreground*. Le code presenti negli istogrammi delle mappe non mascherate risultano tagliate e l'andamento del segnale si avvicina a quello delle simulazioni di CMB, soprattutto per le frequenze di 70, 100 e 143 GHz, per le quali coincide quasi perfettamente.



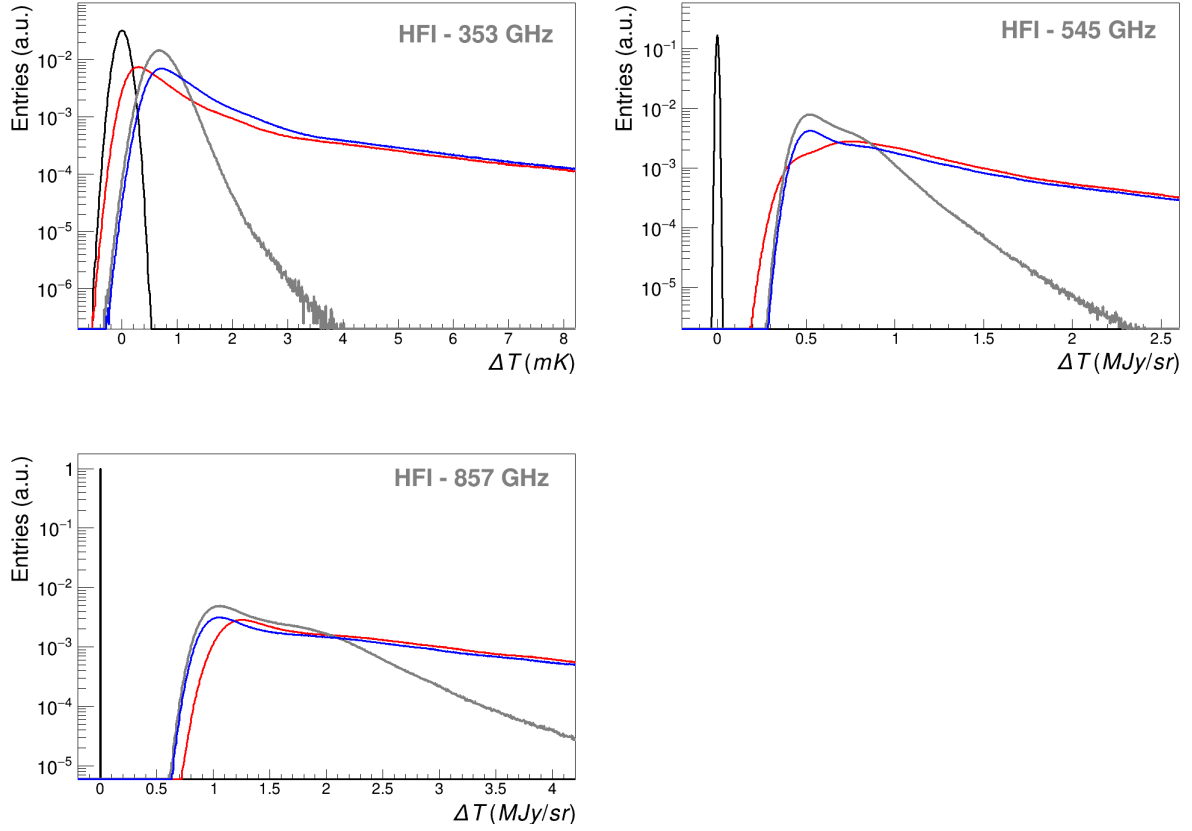


Figura 3.4: Istogrammi delle fluttuazioni di temperatura misurate da Planck per ogni range di frequenza.

Gli effetti delle maschere applicate al piano galattico sono studiati in Fig. 3.5, dove sono rappresentati gli istogrammi ottenuti dalla mappa delle fluttuazioni in temperatura a 217 GHz a cui sono state applicate tre maschere di diversa estensione, che lasciano rispettivamente il 40%, il 60% e il 70% dei pixel non mascherati. Dalla figura si nota come, escludendo un'area sempre più ampia intorno al piano galattico, la coda dovuta ai *foreground* presente nell'istogramma della mappa non mascherata, tracciata in blu, si riduce e il segnale si avvicina a quello previsto per la CMB, tracciato in rosso. Questo comportamento sottolinea il fatto che la maggior parte del *foreground* è costituito dalle emissioni del piano galattico.

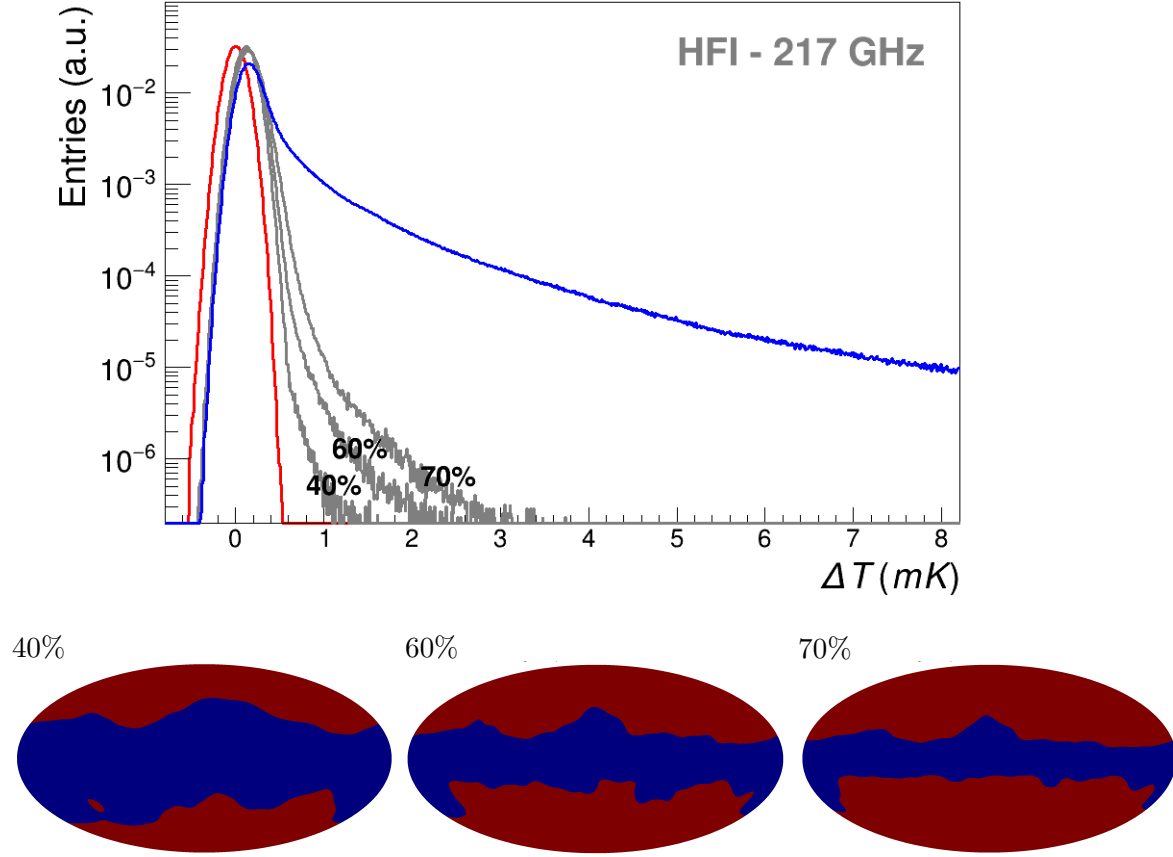


Figura 3.5: Effetti di diverse maschere del piano galattico sulla distribuzione delle fluttuazioni di temperatura. per la frequenza di 217 GHz.

3.4 Rumore strumentale

Il satellite Planck effettua misure per un tempo infinitesimo rispetto ai tempi di evoluzione dell'Universo, quindi la differenza tra due mappe della radiazione misurata durante periodi diversi della missione dovrebbe corrispondere al rumore strumentale. Il rumore è principalmente di tipo gaussiano, dato che il rumore $1/f$ viene rimosso dal sistema di rivelazione, quindi ci si aspetta che i valori della differenza, eseguita pixel per pixel, tra due mappe relative a periodi diversi della missione, abbiano una distribuzione gaussiana centrata sullo zero.

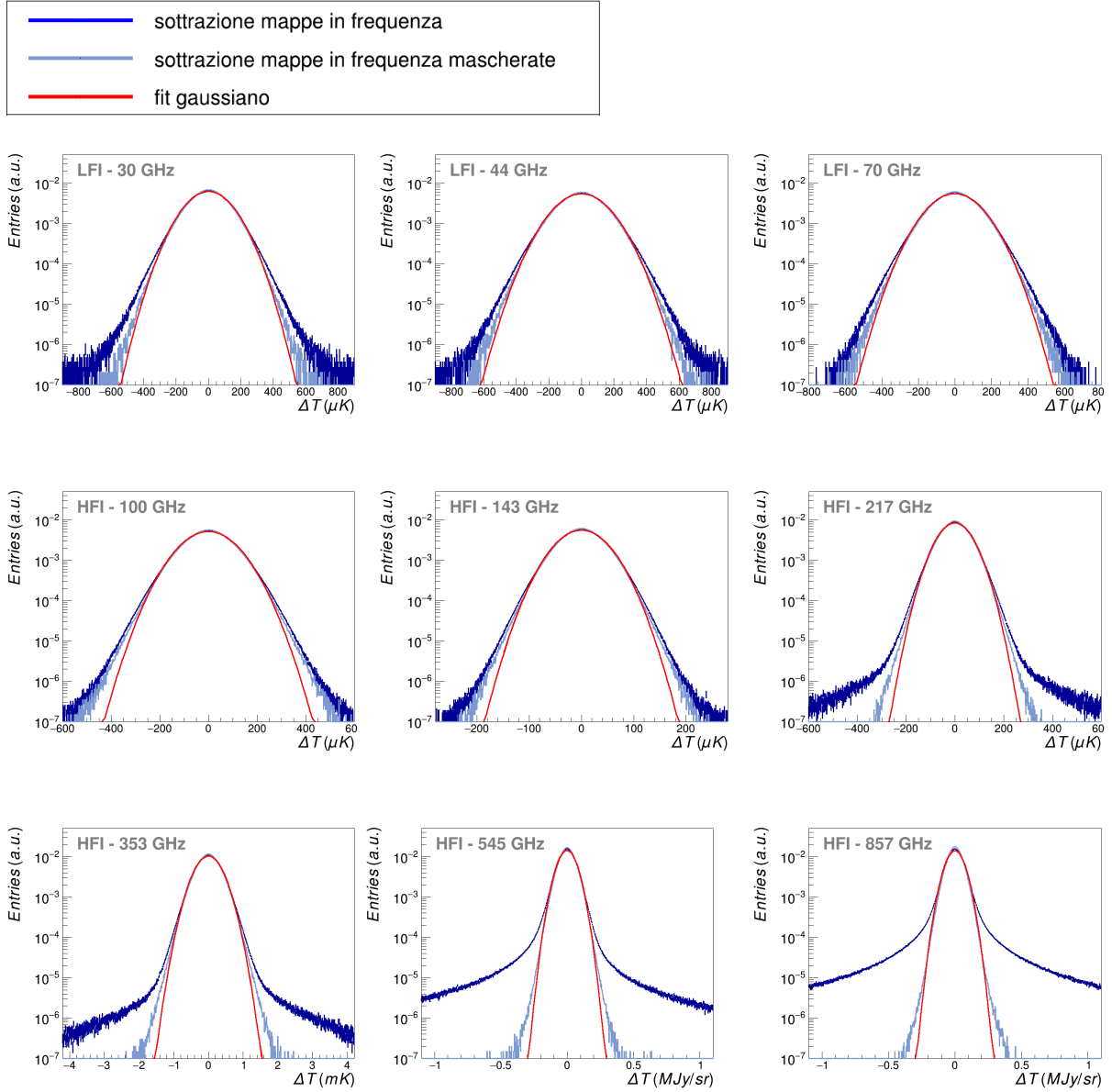


Figura 3.6: Istogrammi della differenza tra le mappe in temperatura relative alla prima e alla seconda parte della missione, per HFI, e agli anni 1 e 3 sottratti a 2 e 4, per LFI.

In Fig.3.6 sono riportati gli istogrammi della differenza tra mappe delle fluttuazioni di temperatura, tracciati in blu. Per i tre canali di LFI le mappe relative al primo e al terzo anno della missione sono state sottratte a quelle relative al secondo e al quarto, mentre, per i sei canali di HFI, sono state considerate la prima e la seconda metà della missione. L'asse delle ordinate è in scala logaritmica. Gli istogrammi tracciati in azzurro sono stati ottenuti dalle stesse mappe mascherando il piano galattico e le sorgenti in modo analogo

a quanto descritto nel paragrafo precedente. Per ogni istogramma è stato eseguito un fit gaussiano, in rosso, su un range ridotto e centrato sullo zero, i cui parametri sono riportati in Tab.3.2. Il parametro σ fornisce una stima dell'errore sulle misure delle fluttuazioni in temperatura per il relativo canale di frequenza. La media, come atteso, è compatibile con zero. L'intera funzione gaussiana è poi stata tracciata a partire dai parametri del fit, in modo da poterla confrontare visivamente con l'istogramma. Gli istogrammi riproducono bene una distribuzione gaussiana nella parte centrale, ma si discostano da questo andamento nelle code. Ciò è dovuto in parte al fatto che le emissioni del piano galattico e delle singole sorgenti possono variare in tempi confrontabili con la durata della missione, dando origine a differenze maggiori rispetto a quelle dovute al solo rumore strumentale. Questo effetto è più evidente per le frequenze più alte, alle quali prevalgono le emissioni del piano galattico, infatti, negli istogrammi relativi alle mappe mascherate, le code sono ridotte e la distribuzione si avvicina a quella gaussiana. Questo tipo di analisi è utile anche per individuare eventuali effetti sistematici su lungo periodo, per esempio dovuti alla *scanning strategy*, che fanno deviare la distribuzione del rumore da quella gaussiana corrispondente agli errori casuali.

	media	σ
30 GHz	$(0.82 \pm 0.03) \mu\text{K}$	$(112.95 \pm 0.03) \mu\text{K}$
44 GHz	$(0.20 \pm 0.04) \mu\text{K}$	$(128.67 \pm 0.04) \mu\text{K}$
70 GHz	$(-0.52 \pm 0.03) \mu\text{K}$	$(113.24 \pm 0.03) \mu\text{K}$
100 GHz	$(-0.009 \pm 0.013) \mu\text{K}$	$(92.41 \pm 0.01) \mu\text{K}$
143 GHz	$(0.040 \pm 0.006) \mu\text{K}$	$(39.677 \pm 0.005) \mu\text{K}$
217 GHz	$(-0.012 \pm 0.008) \mu\text{K}$	$(56.307 \pm 0.007) \mu\text{K}$
353 GHz	$(0.6 \pm 0.5) \mu\text{K}$	$(319.21 \pm 0.04) \mu\text{K}$
545 GHz	$(-1.357 \pm 0.009) \text{ kJy/sr}$	$(59.568 \pm 0.007) \text{ kJy/sr}$
857 GHz	$(0.295 \pm 0.009) \text{ kJy/sr}$	$(59.258 \pm 0.008) \text{ kJy/sr}$

Tabella 3.2: Parametri del fit gaussiano degli istogrammi in Fig. 3.6

Gli effetti della *scanning strategy* possono essere osservati anche visualizzando le mappe della differenza. In Fig. 3.7 è rappresentata la mappa della differenza tra i dati raccolti durante la prima e la seconda metà della missione per la frequenza di 100 GHz. Questa è messa a confronto con la simulazione del rumore sulla misura delle fluttuazioni in temperatura per lo stesso canale (Fig.3.8), realizzata tenendo conto sia degli errori casuali dovuti alla risoluzione degli strumenti che delle sistematiche strumentali e dovute alla *scanning strategy*. Le due mappe mettono in evidenza la variazione spaziale della risoluzione delle misure dovuta alla *scanning strategy* adottata da Planck infatti, confrontandole con la mappa dei tempi di integrazione per la frequenza di 100 GHz (Fig.

2.3), si vede come le aree intorno ai poli dell'eclittica, per le quali si hanno tempi di integrazioni maggiori, corrispondono a zone più chiare sulla mappa della differenza e quindi caratterizzate da un errore minore sulla misura delle fluttuazioni di temperatura. Viceversa, le aree con tempi di integrazione inferiori alla media corrispondono a zone più scure perchè, avendo meno dati, si commette un errore maggiore.

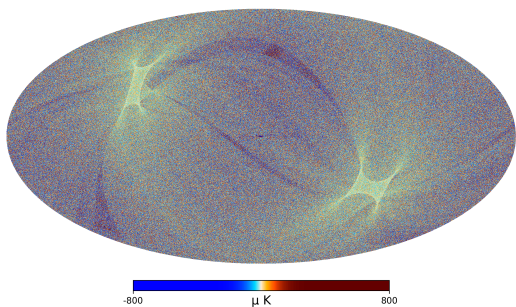


Figura 3.7: Differenza tra le mappe in intensità relative alla prima e alla seconda parte della missione di HFI, per la frequenza di 100 GHz.

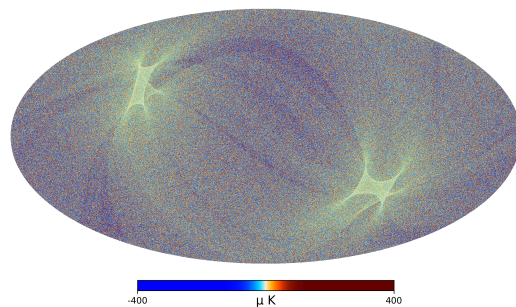


Figura 3.8: Simulazione del rumore strumentale di HFI per la frequenza di 100 GHz.

3.5 Mappa di CMB

Uno dei principali risultati della missione Planck è la mappa in temperatura della radiazione di fondo in Fig. 3.9, ottenuta con una risoluzione angolare inferiore a $5'$ e quindi rappresentata con una risoluzione in pixel corrispondente a $N_{side} = 2048$. Le fluttuazioni di temperatura sono misurate rispetto alla temperatura media della CMB (1.2). L'area in nero corrisponde alla maschera che individua la zona per la quale non è possibile ricostruire il segnale della radiazione di fondo a causa delle emissioni del piano galattico e delle singole sorgenti. Nelle mappe di CMB da presentare al pubblico, le anisotropie sono ricostruite nella regione mascherata in base alla loro distribuzione sul resto del cielo, tuttavia questi dati non sono utilizzabili per condurre analisi scientifiche.

La distribuzione delle anisotropie di CMB riproduce molto bene una gaussiana, come si può vedere dall'istogramma in Fig. 3.10, che riporta il numero di pixel in funzione della differenza di temperatura. Ciò è alla base del calcolo dello spettro di potenza angolare. La media $\mu = (-0.562 \pm 0.018)\mu\text{K}$ è compatibile con zero. Il parametro $\sigma = (107.42 \pm 0.01)\mu\text{K}$ restituisce l'ordine di grandezza atteso per le anisotropie

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\sigma}{\langle T_{CMB} \rangle} = (3.941 \pm 0.001) \times 10^{-5} \quad (3.1)$$

Anche per la radiazione di fondo è stata eseguita la sottrazione tra le mappe ottenute dai dati raccolti durante la prima e la seconda metà della missione. Il relativo istogramma

è riportato in Fig. 3.11. Il fit gaussiano dà come risultati

$$\mu = (-0.055 \pm 0.004)\mu K \quad \sigma = (25.817 \pm 0.003)\mu K \quad (3.2)$$

che corrispondono a quanto ci si aspetta per il rumore sulla misura di CMB.

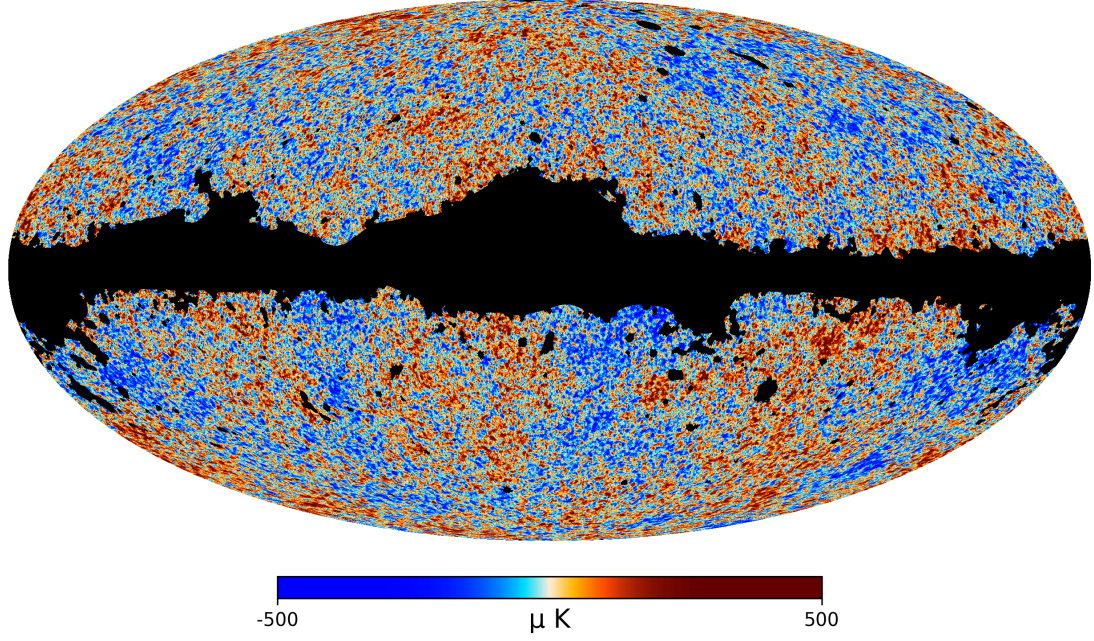


Figura 3.9: Mappa di CMB in temperatura misurata da Planck. Il piano galattico è mascherato.

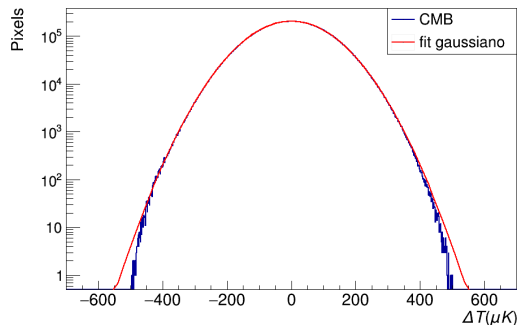


Figura 3.10: Distribuzione delle anisotropie in temperatura di CMB, ottenuta dalla mappa in Fig. 3.9.

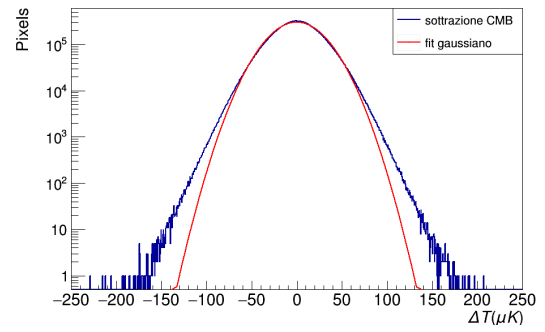


Figura 3.11: Sottrazione tra le mappe di CMB relative alla prima e alla seconda parte della missione.

Conclusioni

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è quello di presentare le caratteristiche della radiazione di fondo che ci si aspetta di osservare in base alla descrizione teorica del suo processo di emissione e confrontarle con quanto emerge da un'analisi di alcuni dei prodotti definitivi della missione Planck, pubblicati nel 2018. A tale scopo è stata utilizzata la libreria Healpy, scritta in Python e basata sull'algoritmo per la discretizzazione di funzioni definite su una sfera HEALPix.

Sono state visualizzate le mappe delle fluttuazioni in temperatura per ognuno dei nove range di frequenza osservati da Planck, ottenute a partire dai dati raccolti da LFI e HFI per l'intera durata della missione. Per ogni mappa è stata studiata la distribuzione dei valori della variazione di temperatura, confrontandola con le distribuzioni ottenute dalle simulazioni della radiazione totale e della CMB per lo stesso canale. Inoltre è stato mostrato come, mascherando il piano galattico e le singole sorgenti, la distribuzione si avvicini a quella attesa per la CMB.

L'errore di misura delle variazioni di temperatura è stato valutato per ogni canale eseguendo un fit gaussiano sugli istogrammi delle differenze tra due mappe ottenute durante periodi diversi della missione. La deviazione standard risulta compatibile con quanto atteso per questo tipo di misura. Gli istogrammi presentano l'andamento gaussiano atteso per il rumore strumentale nella parte centrale e si discostano da esso nelle code, evidenziando la presenza di errori sistematici. L'effetto delle emissioni del piano galattico sugli errori è stato evidenziato escludendolo con una maschera e confrontando le nuove distribuzioni con quelle precedenti. Per il canale di 100 GHz è stata visualizzata la mappa della differenza, per mostrare come la *scanning strategy* influisca sugli errori delle misure in temperatura.

Infine, è stata visualizzata una delle mappe di CMB in temperatura con una maschera sul piano galattico, dove non è possibile ricostruirne il segnale. L'istogramma delle fluttuazioni in temperatura di CMB mostra come le anisotropie abbiano una distribuzione molto vicina a una gaussiana centrata sullo zero, la cui ampiezza conferma l'ordine di grandezza di $\frac{\Delta T}{T} = 10^{-5}$, atteso per le variazioni rispetto alla temperatura media della radiazione di fondo.

Bibliografia

- [1] Lachièxe-Rey Marc, Gunzig Edgard, 1999. *The Cosmological Background Radiation*. Cambridge: Cambridge University Press.
- [2] European Space Agency (2005). PLANCK, The scientific programme. Disponibile su <https://www.cosmos.esa.int/web/planck/publications>
- [3] D.J. Fixen, *Ap.J.* 707, 916 (2009)
- [4] Planck collaboration (2010). Planck pre-launch status: The Planck mission. *Astronomy & Astrophysics*, 520, A1. DOI: 10.1051/0004-6361/200912983
- [5] Planck collaboration (2014). Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. *Astronomy & Astrophysics*, 571, A1. DOI: 10.1051/0004-6361/201321529
- [6] Planck collaboration (2016). Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results. *Astronomy & Astrophysics*, 594, A1. DOI: 10.1051/0004-6361/201527101
- [7] Planck Collaboration (2018). Planck 2018 results. I. Overview, and the cosmological legacy of Planck. *Astronomy & Astrophysics* no. mc. Disponibile su <https://arxiv.org/abs/1807.06205>
- [8] Planck collaboration (2010). Planck pre-launch status: Design and description of the Low Frequency Instrument. *Astronomy & Astrophysics*, 520, A4. DOI: 10.1051/0004-6361/200912853
- [9] Planck collaboration (2010). Planck pre-launch status: The HFI instrument, from specification to actual performance. *Astronomy & Astrophysics*, 520, A9. DOI: 10.1051/0004-6361/200912975
- [10] Planck collaboration (2011). Planck early results. III. First assessment of the Low Frequency Instrument in-flight performance. *Astronomy & Astrophysics*, 536, A3. DOI: 10.1051/0004-6361/201116480

- [11] Planck collaboration (2018). Planck 2018 results. II. Low Frequency Instrument data processing. *Astronomy & Astrophysics* no. L02. Disponibile su <https://arxiv.org/abs/1807.06206>
- [12] <https://www.cosmos.esa.int/web/planck/home>
- [13] <https://pla.esac.esa.int>
- [14] <https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/>
- [15] <https://map.gsfc.nasa.gov/>
- [16] <https://healpix.sourceforge.io/>
- [17] X. Dupac, J. Tauber (2005). Scanning strategy for mapping the Cosmic Microwave Background anisotropies with Planck. *Astronomy & Astrophysics*, 430, 363-371. DOI: 10.1051/0004-6361:20041526
- [18] Krzysztof M. Górski, Benjamin D. Wandelt and e altri (2018). The HEALPix Primer. Disponibile all'indirizzo <https://healpix.sourceforge.io>
- [19] <https://healpy.readthedocs.io>